

H. H. KLINGER

DK 621.37.029.64

Physik und Technik der Millimeterwellen

Nachdem die Technik der Zentimeterwellen in den letzten Jahren einen hohen Stand erreicht hat, wenden sich Forschung und Entwicklung in zunehmendem Maße dem Gebiet der Millimeter- und Zehntelmillimeterwellen zu. Die Erzeugung scharfgebündelter Strahlung mit kleinen Antennen und Reflektoren macht die kürzesten Wellen für viele Aufgaben der drahtlosen Technik geeignet. Darüber hinaus eröffnen sie weitere Anwendungen in der Physik, Chemie, Biologie und Radioastronomie [1]. Infolge ihrer Grenzstellung im elektromagnetischen Spektrum in bezug auf das benachbarte Gebiet der Ultrarotwellen treten die optischen Eigenschaften der Millimeterwellen noch ausgeprägter als bei Zentimeterwellen in Erscheinung, was besonders auch in der experimentellen Methodik zum Ausdruck kommt. Da die Millimeterwellen jetzt in das Stadium ihrer praktischen Anwendungen eintreten, ist ein Überblick über ihre Physik und Technik erwünscht. Dieser Aufsatz soll unter Berücksichtigung der neueren Arbeiten zwei frühere Berichte über Millimeter- und Zehntelmillimeterwellen [2, 3] ergänzen, die vor einigen Jahren in dieser Zeitschrift veröffentlicht wurden.

1. Die Erzeugung kürzester Wellen

1.1 Funkensender. Die Erzeugung kurzer elektrischer Wellen von wenigen Millimeter Wellenlänge ist grundsätzlich seit vielen Jahren möglich [4]. Lebedew (1895), O. von Bayer (1910), Nichols und Tear (1920) und andere Forscher verwendeten hierzu kleine Hertzsche Strahler, die durch eine hochfrequente Funkenentladung zu Eigenschwingungen angeregt wurden. Noch kürzere Wellen wurden von Glagelowa-Arkadiewa mit „Massenstrahlern“ (Abb. 1) erzeugt, wobei feingesiebte Metallteilchen fortwährend mit Hilfe einer in einem Ölbad rotierenden Trommel durch die hochfrequente Funkenentladung geführt und auf diese Weise gleichzeitig zur Ausstrahlung veranlaßt wurden. Die Wellenlänge der mit Massenstrahlern erzeugten kürzesten elektrischen Wellen liegt in der Größenordnung $\lambda = 1/10$ mm. Ihre Intensität ist so klein, daß sie nur mit großer Mühe nachgewiesen und ausgemessen werden können. Auf einem dem Massenstrahler ähnlichem Prinzip

beruht auch das „Oszillatoren-gitter“ von Lewitzky (1924), welches ebenfalls Wellen von einigen Millimeter und Zehntelmillimeter Länge liefert. Neuere Arbeiten über Verbesserungen von Funkensendern stammen von Cooley und Rohrbaugh [5] sowie von Kelliher und Watton [6]. Durch ihre starke Dämpfung, ihre kleine Intensität und die nichtmonochromatische Strahlung sind die Funkensender, abgesehen von rein physikalischen Untersuchungen, ohne praktische Bedeutung geblieben.

Abb. 1. Der Massenstrahler von Glagelowa-Arkadiewa

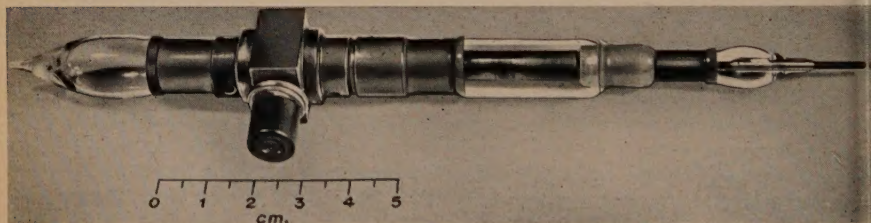
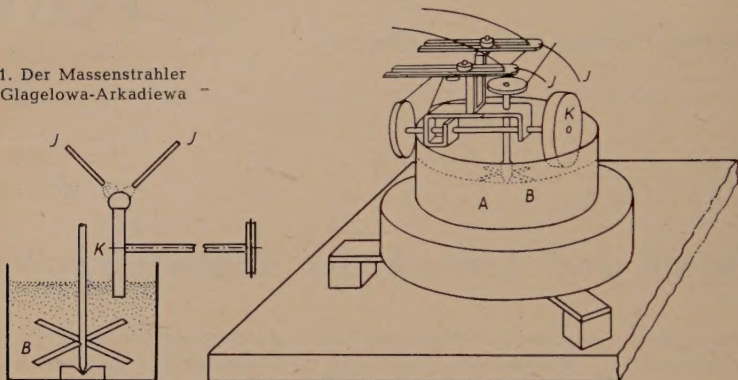


Abb. 2a. Magnetron zur Erzeugung von $\lambda = 6,3$ mm (Radiation Laboratory, Columbia University)

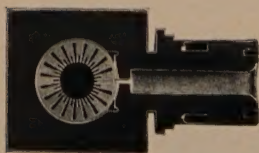


Abb. 2b (links). Anodensystem mit Hohlleitung des Rising-Sun-Magnetrons (Originalgröße)

1.2 Magnetrons. Für die meisten der in Physik und Technik vorliegenden Aufgaben werden ungedämpfte, monochromatische Schwingungen benötigt, die mit Hilfe von Elektronenröhren erzeugbar sind. Als leistungsstärkste Strahlungsquelle kommt das Vielschlit-Magnetron vom Typ „Rising Sun“ in Betracht. Abb. 2 zeigt ein Rising-Sun-Magnetron, welches bei $\lambda = 6,3$ mm Wellenlänge eine hochfrequente Spitzenleistung von 35 kW bei einem Wirkungsgrad von etwa 20 % liefert. Die Grenzwellenlänge dieser Ausführungsform ist 3 mm [7]. Die Herstellung noch kürzerer Wellen erscheint wegen der schwierigen Fertigung der sehr kleinen Anoden-Resonatoren mit Magnetrons kaum möglich. Dagegen kann man kurzwelligere Schwingungen durch Ausfilterung harmo-

nischer Oberwellen erhalten, die im Spektrum impulsgetasteter Vielschlitz-Magnetrons mit verhältnismäßig großer Intensität auftreten. Zur Ausfilterung von Magnetron-Oberwellen dienen Echelettgitter (Abb. 3) oder Hohlkreisfilter (Abb. 4). Die auf diese Weise erzeugte kürzeste Wellenlänge ist $\lambda = 1,1$ mm bei einer hochfrequenten Spitzenleistung von nahezu 1 Watt [8]. Mit zunehmender Oberwelle nimmt die Strahlungsintensität sehr schnell ab.

1.3 Reflexklystrons. Impulsgetastete Magnetrons erzeugen keine rein monochromatischen Schwingungen, die für verschiedene Anwendungen aber benötigt werden. Außerdem können Magnetrons insbesondere für kürzeste Wellen nur schwer abstimbar gebaut werden. Diese Nachteile bestehen beim Reflexionsklystron nicht, mit dem sich monochromatische Wellen innerhalb eines verhältnismäßig breiten und leicht abstimmbaren Frequenzspektrums erzeugen lassen. Die erreichbaren Hochfrequenzleistungen sind allerdings ganz erheblich kleiner als bei Magnetrons. Sie betragen z. B. bei Wellen von der Größenordnung $\lambda = 1$ cm etwa 40 mW und bei $\lambda = 5$ mm nur wenige Milli watt. Im Millimetergebiet sind die Dämpfungsverluste der in solchen Röhren benutzten Resonatoren beträchtlich, so daß Schwingungen nur bei entsprechend hohen Emissionsströmen auftreten, was die Anwendbarkeit von Reflexröhren auf Wellenlängen oberhalb etwa $\lambda = 5$ mm beschränkt. Die kleinste mit Reflex-

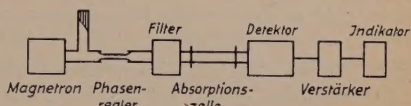
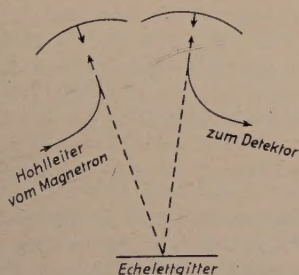


Abb. 4. Schema der Anordnung zur Ausfilterung von Magnetron-Oberwellen durch Hohlkreisfilter

Abb. 3 (links). Schema zur Ausfilterung von Magnetron-Oberwellen mit einem Echelettgitter

klystrons erzielte Wellenlänge ist $\lambda = 4,1$ mm bei einer Spitzenleistung von nur 0,2 mW [9]. Reflexionsröhren werden als Oszillatoren in Überlagerungsempfängern und als Meßgeneratoren für die verschiedensten Zwecke der Millimeterwellen-Technik sowie für physikalische Anwendungen (Mikrowellen-Spektroskopie) benutzt, bei denen die Hochfrequenzleistung von untergeordneter Bedeutung ist.

1.4 Wanderfeldröhren. Neben Magnetrons und Klystrons hat die Wanderfeldröhre (Traveling Wave Tube) zur Verstärkung von Millimeterwellen Bedeutung erlangt. Ihr Mechanismus beruht auf dem Energieaustausch eines Elektronenstrahles mit dem elektrischen Feld einer auf einem Verzögerungsleiter fortschreitenden elektromagnetischen Welle. Bei den für Zentimeterwellen gebräuchlichen Wanderfeldröhren wird der Verzögerungsleiter durch eine Drahtwendel gebildet. Damit der gewünschte Energieaustausch zwischen Elektronen und Welle zustande kommen kann, müssen beide Partner annähernd gleiche Geschwindigkeiten haben. Für sehr kurze Wellen besteht eine Beschränkung in der Anwendung dieser Röhrenart jedoch darin, daß die räumliche Periode im Aufbau der Wendel sehr viel kleiner als die freie Raumwellenlänge sein muß. Ein Vordringen nach kürzeren Wellen gelingt aber dadurch, daß man auf ungleiche Geschwindigkeiten zwischen Welle und Elektronen übergeht. Da sich

in diesem Falle die energetische Wechselwirkung über kurze Wegstrecken ausmittelt, muß man die Elektronen periodisch dem Einfluß des Feldes entziehen und gleichphasig wieder zusetzen. Eine nach diesem Prinzip arbeitende Wanderfeldröhre für Millimeterwellen ist in Abb. 5 dargestellt. Der Verzögerungsleiter besteht im wesentlichen aus einem gut leitenden Metallstreifen, dem in periodischer Folge, transversal zur Elektronenbewegung Schlitze eingefräst sind, zwischen denen sich das hochfrequente Wellenfeld ausbildet. Ein solcher Verzögerungsleiter von periodischer Struktur hat die Eigenschaft einer Filterkette, d. h., er hat Frequenzbereiche, in denen er elektromagnetische Wellen fortleitet und andere mit einer Sperrwirkung. Theoretische Untersuchungen zeigen, daß man das von einer solchen Filterleitung transportierte Wellenfeld in ein Spektrum harmonischer Raumberwellen (spatial harmonic waves) mit verschiedener Phasengeschwindigkeit zerlegen kann. Wählt man die Röhrenspannung derart, daß die Geschwindigkeit der Elektronen mit der Phasengeschwindigkeit einer Raumberwelle übereinstimmt, so kommt eine Wechselwirkung zwischen Elektronen und Welle zustande, deren Amplitude längs der Leitung ansteigt. Die in Abb. 5 gezeichnete Wanderfeldröhre liefert z. B. bei $\lambda \approx 6 \text{ mm}$ Wellenlänge eine Verstärkung von 20 dB bei einer Ausgangsleistung von 25 mW [10].

Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und fortschreitenden Wellen ist ein Fundamentaleffekt der Elektronik, dessen weitreichende physikalische Bedeutung erst in allerletzter Zeit erkannt wurde. Grundsätzlich ist dieser Mechanismus auch zur Verstärkung von Lichtwellen geeignet, falls die Periodizität im Aufbau des Verzögerungsleiters entsprechend gewählt wird, was auf eine Anordnung nach Art der aus der Optik bekannten Rowland'schen Strichgitter führt. Tatsächlich wurde beobachtet, daß ein Elektronenstrahl, der mit relativistischer Geschwindigkeit über die Oberfläche eines Strichgitters hinwegstreicht, zu einer Lichtstrahlung Anlaß gibt [11]. Dieser Effekt ist für die Entwicklung von Verstärkerröhren für Submillimeterwellen von äußerstem Interesse. Aus anderen, rechnerischen Untersuchungen ist bekannt, daß eine Verstärkung von Wellen auch mit Wanderfeldröhren ohne jegliche Verzögerungsleitung möglich ist, wenn den Elektronen in der Fortpflanzungsrichtung der Welle periodische Geschwindigkeitsänderungen aufgeprägt werden [12], wie sie z. B. räumlich periodische Gleichfelder hervorrufen, welche die Elektronen periodisch ver-

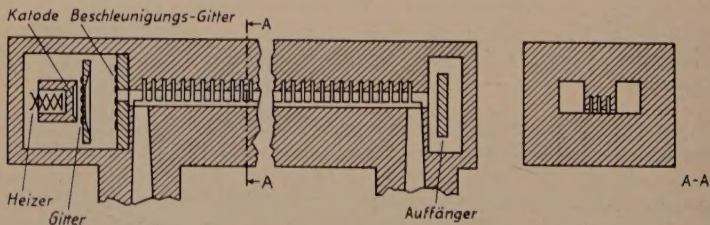


Abb. 5 (oben). Wanderfeldröhre mit inhomogener Verzögerungsleitung von periodischer Struktur für Millimeterwellen (nach [10])

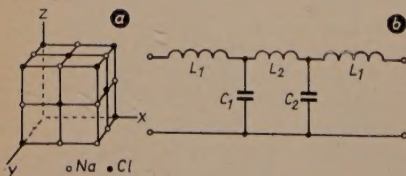


Abb. 6 (links). a) Gitter eines NaCl-Kristalls und b) sein eindimensionales elektrisches Ersatzbild

zögern und wieder beschleunigen. Wanderfeldröhren ähnlichen Prinzips, bei denen Raumladungswellen in Elektronenstrahlen in räumlich periodischen Gleichfeldern verstärkt werden, sind für Zentimeterwellen von L. M. Field und Mitarbeitern [13] entwickelt worden.

Schwingungen in Systemen mit periodischer Struktur spielen in zahlreichen Gebieten der Wellen- und Atomphysik eine Rolle [14]. So stellt beispielsweise ein NaCl-Kristall ein derartiges System durch die periodische Anordnung der

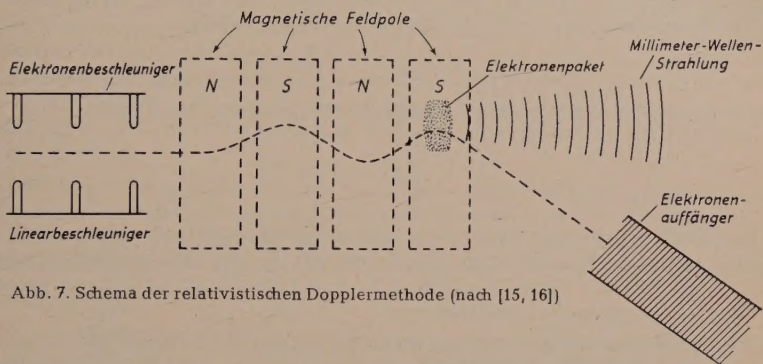


Abb. 7. Schema der relativistischen Dopplermethode (nach [15, 16])

Na⁺- und Cl⁻-Ionen im Kristallgitter dar, dessen elektrisches Ersatzschema einer Filterkette mit abwechselnd kleineren und größeren Induktivitäten mit Querkapazitäten entspricht (Abb. 6). Läßt man über die Oberfläche eines solchen NaCl-Kristalls einen Elektronenstrahl streichen, so entsteht eine Wanderfeldröhre von molekularer periodischer Struktur für Ultrarotwellen.

1.5 Elektronenröhren mit strahlenden Elektronen. Die konstruktiven Schwierigkeiten, die der Fertigung von Elektronenröhren für kürzeste Wellen wegen der kleinen Resonatoren und Wellenleiter entgegenstehen, haben zu neuartigen Senderöhren für Zehntelmillimeterwellen geführt, die auf der elektromagnetischen Strahlung beschleunigter Elektronen beruhen. Es handelt sich hierbei im wesentlichen um zwei Methoden. Bei der einen, der sogenannten „relativistischen Dopplermethode“ [15, 16], wird der Effekt ausgenutzt, daß ein strahlendes Elektron eine höhere Frequenz emittiert, wenn es sich mit relativistischer Geschwindigkeit zum Empfänger hin bewegt. Zu diesem Zwecke wird ein geschwindigkeitsmodulierter Elektronenstrahl mit einer der Lichtgeschwindigkeit vergleichbaren Geschwindigkeit phasenfokussiert durch periodisch hintereinander angeordnete Magnetfelder mit abwechselnder Polarität geleitet, die den Strahl auf einer periodischen Bahn bewegen (Abb. 7). Die Bewegung des Elektrons auf dieser Bahn wird durch die Gleichungen

$$y = A \cdot \sin 2\pi \frac{x}{\lambda_H} \quad \text{und} \quad x = v t$$

bzw.

$$y = A \cdot \sin 2\pi \frac{c t}{\lambda_H \beta} = A \sin \omega_{osz} \cdot t$$

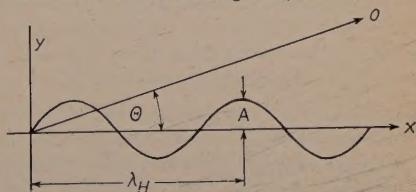


Abb. 8. Sinusbewegung eines translatorisch fortschreitenden Elektrons

beschrieben (vgl. Abb. 8), wobei λ_H die Wellenlänge der räumlichen Periode der Elektronenbewegung im Magnetfeld und $\beta = v/c$ das relativistische Verhältnis von translatorischer Elektronengeschwindigkeit v und Lichtgeschwindigkeit c sind. Für einen am Orte O befindlichen Beobachter, der mit der x -Achse den Winkel Θ einschließt, erscheint das Elektron als Strahlungsquelle mit der Frequenz ω_{osz} , die mit der Geschwindigkeit $v \cdot \cos \Theta$ auf ihn zukommt. Die Frequenz ω_o , die der Beobachter empfängt, ist daher durch den Dopplereffekt entsprechend größer als die Frequenz ω_{osz} , welche das Elektron infolge seiner periodischen Bewegung im Magnetfeld emittiert, nämlich

$$\omega_o = \omega_{osz} (1 - \beta \cos \Theta)$$

Für die durch den Dopplereffekt verkürzte Wellenlänge erhält man

$$\lambda_o = \frac{\lambda_H}{\beta} (1 - \beta \cos \Theta)$$

Die Wellenlänge, die der Beobachter also wahrnimmt, hängt demnach vom Beobachtungswinkel Θ , der räumlichen Periode λ_H des Magnetfeldes und der Größe β ab. Für $\Theta = \text{Null}$, $\beta = 0,98$, d. h. $v \approx 2 \text{ MeV}$ und $\lambda_H = 5 \text{ cm}$, errechnet man eine elektrische Wellenlänge von $\lambda_o = 1 \text{ mm}$.

Um nennenswerte Strahlungsleistungen zu erzeugen, müssen die Elektronen zu kohärent strahlenden Gruppen vereint werden. Die Kohärenzbedingung fordert, daß die räumliche Ausdehnung der Elektronengruppen kleiner als die halbe Doppler-Wellenlänge sein muß. Da bei relativistischer Geschwindigkeit die Elektronenwolken in Flugrichtung durch Lorentz-Kontraktion im Verhältnis $\sqrt{1 - \beta^2}$ zusammengedrückt werden, kann die Kohärenzforderung auch noch bei kürzesten Wellen erfüllt werden. Die ausgestrahlte Energie ist für Elektronengeschwindigkeiten $\beta \rightarrow 1$ in Richtung der Elektronenbewegung fokussiert. Rechnerische Untersuchungen zeigen, daß nach dieser Methode im Gebiet der Millimeter- und Zehntelmillimeterwellen Sendeleistungen von der Größenordnung 1 kW erzeugbar sind. Bisherige Versuche haben bei $\lambda = 1,9 \text{ mm}$ Sendeleistungen von der Größenordnung 1 Watt ergeben [17].

Die andere Methode zur Erzeugung kürzester Wellen mit Hilfe strahlender Elektronen beruht im Cherenkov-Effekt. Man versteht darunter die Ausstrahlung eines Elektrons oder eines anderen Ladungsteilchens, wenn es ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit durchheilt, die größer ist als die Phasengeschwindigkeit von Licht in dem betreffenden Medium. In einem solchen Falle eilt das Teilchen seinem von ihm transportierten elektromagnetischen Feld davon, was identisch mit der Ausstrahlung des Feldes ist. Die Erzeugung kurzer elektrischer Wellen durch den Cherenkov-Effekt wurde von verschiedenen Autoren [18, 19, 20, 21] diskutiert. Die bisherigen experimentellen Ergebnisse sind nicht vielversprechend. Die im Mikrowellenspektrum beobachtete Cherenkov-Strahlung bei $\lambda = 1,25 \text{ cm}$ Wellenlänge ergab nur etwa 10^{-7} Watt Hochfrequenzleistung [24].

Es sind noch einige andere Möglichkeiten zur Erzeugung kürzester Wellen durch strahlende Elektronen vorgeschlagen worden, wie beispielsweise die Frequenzerhöhung einer Zentimeterwelle durch Reflexion an einer entgegenkommenden Ladungswolke mit relativistischer Geschwindigkeit [22] oder die Ausnutzung der Oberwellenstrahlung der in einem Magnetfeld kreisenden Elektronen [23]. Alle diese Methoden befinden sich in der Erforschung und sind nicht nur im

Hinblick auf die Erzeugung kürzester Wellen von praktischer Bedeutung, sondern auch von großem wissenschaftlichem Interesse im Zusammenhang mit der relativistischen Elektrodynamik. Ähnliche Strahlungsvorgänge, wie sie bei den erörterten Methoden auftreten, mögen auch für die Ausstrahlung solarer und kosmischer Radiowellen in Betracht kommen.

2. Detektoren

Zum Nachweis und zur Gleichrichtung von Millimeterwellen haben sich Wolfram-Silizium-Detektoren bewährt. Ihre Richtempfindlichkeit wird durch Konversionsverluste und Wärmetauschen im Kristall begrenzt, die beide von der Größe des Richtstromes abhängen. Die maximale Empfindlichkeit tritt bei Richtströmen von etwa 0,5 mA auf. Bei kleineren Richtströmen (hochfrequente Eingangsleistung unterhalb etwa 1/10 mW) nehmen die Konversionsverluste schnell zu und die Empfindlichkeit ab.

Zum Nachweis elektrischer Wellen unterhalb einiger Zehntelmillimeter kommen zunächst nur thermische Empfänger (Bolometer und Golayzelle) in Betracht. Die Golayzelle [25] enthält einen Infrarotdetektor, dessen von einem dünnen Metallplättchen absorbierte Strahlungsenergie ein in einem kleinen

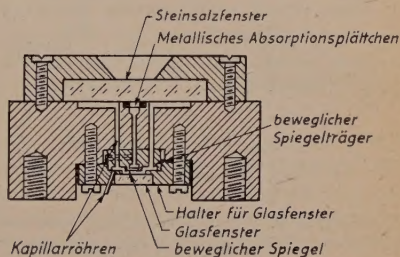
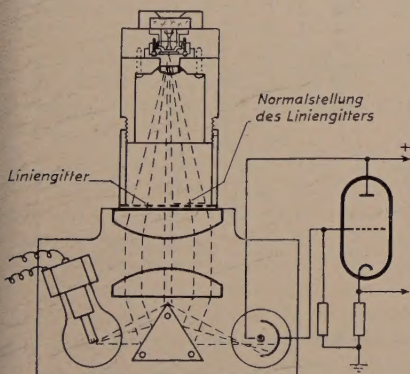


Abb. 9a. Schlierenmethode zur Messung von Zehntelmillimeterwellen mit der Golayzelle [25]

Abb. 9b (links). Empfangskopf der Golayzelle [25]

Glaskolben eingeschlossenes Gas erwärmt, welches bei seiner Ausdehnung einen Spiegel verschiebt (Abb. 9a). Die Verschiebung des Spiegels aus der Ruhelage, welche ein Maß für die Strahlungsintensität ist, wird nach der Schlierenmethode gemessen, wobei die Spiegelverschiebung in eine entsprechende Schwankung der auf eine lichtelektrische Zelle auftreffenden Lichtintensität umgewandelt wird (Abb. 9b). Auf diese Weise kann noch eine absorbierte Strahlungsleistung von etwa 10^{-11} Watt gemessen werden.

3. Schalt- und Meßmethodik

Auch die Schalt- und Meßtechnik wird im Millimetergebiet vor neuartige Probleme gestellt, da Hohlleiter und Hohlraumresonatoren bei diesen sehr kurzen Wellen aus konstruktiven Gründen nicht mehr oder nur in beschränktem Umfang verwendet werden können. An die Stelle von Hohlleitern treten im unteren Millimetergebiet dielektrische Leiter, in denen sich Millimeterwellen ähnlich wie Lichtwellen in einem Glasstab fortpflanzen. Mit solchen dielektrischen

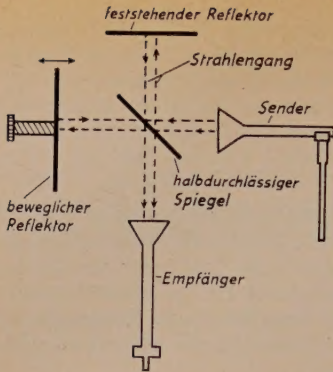


Abb. 10. Prinzip des Michelson-Interferometers

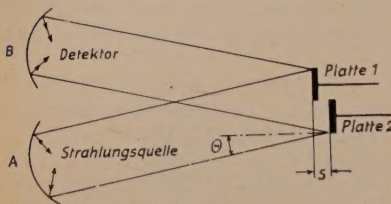


Abb. 11. Prinzip des Boltzmann-Interferometers

Abb. 13 (rechts). Die Absorption von Sauerstoff und Wasserdampf bei Milli- und Zentimeterwellen

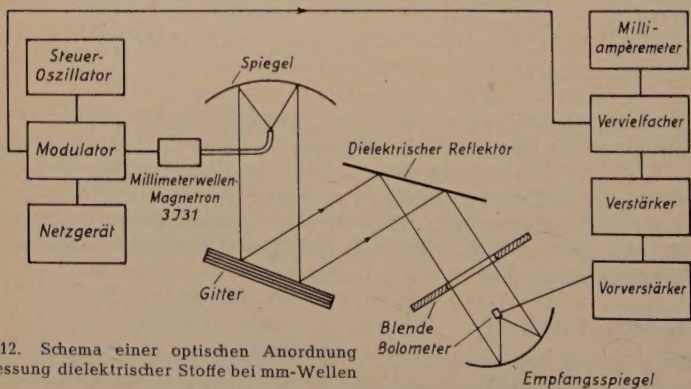
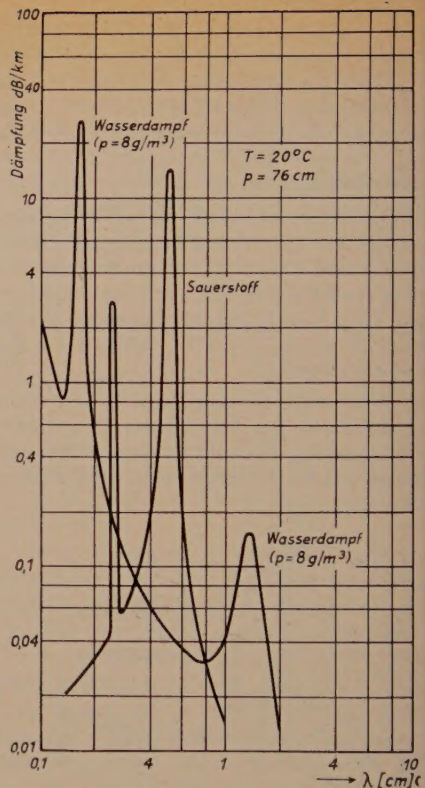


Abb. 12. Schema einer optischen Anordnung zur Messung dielektrischer Stoffe bei mm-Wellen

Stäben lassen sich Millimeter- und Submillimeterwellen um Krümmungen herum lenken und Verzweigungselemente aufbauen, wie sie im Zentimeterwellenbereich von Hohlleitern gebildet werden. Dabei ist die Dämpfung solcher dielektrischer Wellenleiter für bestimmte dielektrische Materialien nur sehr klein.

Für zahlreiche meßtechnische Aufgaben bedient sich die Millimeterwellentechnik optischer Methoden, die auf der Beugung, Reflexion und Absorption freier Wellen beruhen. So dienen zur Wellenlängenmeßung von Millimeter- und Submillimeterwellen Gitterspektrometer [26], sowie Interferometer (Abb. 10 und 11) nach Boltzmann [27], Michelson [28] und Fabry-Perrot [29]. Auch zur Messung dielektrischer und magnetischer Materialien erweist sich die optische Meßweise von Bedeutung [38, 39, 40]. Abb. 12 zeigt das Blockschema einer optischen Anordnung zur Messung dielektrischer Stoffe bei Millimeterwellen [40].

4. Die Ausbreitung von Millimeterwellen

Die Ausbreitung von Millimeterwellen in der Atmosphäre [30, 31, 32, 33] wird durch Streuung und Beugung an Regentropfen sowie durch die molekulare Absorption des Wasserdampfs und des Sauerstoffs beeinflusst.

Die Streuungsschwächung kurzer elektrischer Wellen wurde schon von Stratton (1936) behandelt, dessen Untersuchungen zum Ergebnis führten, daß unter besonders ungünstigen Witterungsbedingungen, wie z. B. bei Hagel und Wolkenbruch, Zentimeterwellen bereits eine merkliche Schwächung und damit einen entsprechenden Rückgang an Reichweite erleiden. Diese Schwächung ist proportional der durchlaufenen Wegstrecke und umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge. Während beispielsweise mittelstarker Regen, wie er in unseren Breiten vorherrscht, auf die Ausbreitung von 3-cm-Wellen noch keinen merklichen Einfluß ausübt, ist die Streuungsschwächung bei 6-mm-Wellen etwa 0,3 dB/km, so daß bei Ausbreitung über größere Entfernungen dieser Einfluß wesentlich wird.

Bei Millimeterwellen besitzen Wasserdampf und Sauerstoff diskrete Gebiete molekularer Absorption, die als zusätzliche Faktoren bei der Schwächung von Millimeterwellen in der Atmosphäre auftreten. Die Absorption durch Sauerstoff und Wasserdampf ist in Abb. 13 dargestellt. Wie ersichtlich, besitzt Sauerstoff bei Wellenlängen von $\lambda = 5$ mm und 2,5 mm selektive Absorptionsstellen mit einer maximalen Dämpfung von 3 ... 15 dB/km, während die Absorption von Wasserdampf bei einer Wellenlänge von annähernd $\lambda = 7,5$ mm ein Minimum hat und mit zunehmender Frequenz zu einem Maximum im Gebiet zwischen $\lambda = 1,5$ mm und 2 mm ansteigt. Hinsichtlich des Einsatzes von Millimeterwellen in der drahtlosen Technik wird man sich daher auf diejenigen Wellenlängen beschränken, bei denen die atmosphärische Absorption möglichst klein ist, d. h. also auf das Gebiet zwischen $\lambda = 3 \dots 4$ mm und oberhalb 6 mm.

5. Anwendungen

Millimeterwellen sind bisher in größerem Umfang noch nicht für hochfrequenztechnische Aufgaben eingesetzt worden. Ihre Verwendung in Richtfunkstrecken und für Radarzwecke ist jedoch beabsichtigt, was im Ausland bereits versuchsweise geschieht. Sendeleistungen und Empfängerempfindlichkeiten sind bis zu Wellenlängen von $\lambda = 5 \dots 6$ mm ausreichend, um Millimeterwellen für diese Aufgaben einzusetzen.

Die größte Bedeutung kommt den kürzesten Wellen gegenwärtig in der Forschung zu, die in den letzten Jahren bedeutsame Fortschritte erreichen konnte. In erster Linie betrifft dies die Millimeterwellen-Spektroskopie [34, 35, 36]. Diese Methode der Molekül- und Atomforschung ist bis zu kürzesten Wellen von $\lambda = 0,77$ mm verwirklicht worden [37]. Die Empfindlichkeit der Spektrometer ist

bei Millimeterwellen ebenso groß wie bei Zentimeterwellen. Der Nachteil der geringeren Generatorleistung wird dadurch ausgeglichen, daß die Moleküle Millimeter- und Submillimeterwellen stärker als Zentimeterwellen absorbieren. Andere Anwendungen der Millimeterwellen betreffen das Studium solarer Strahlung (Radioastronomie) und die Biophysik, denn die Erforschung des Verhaltens kleinster organischer Lebewesen im Strahlungsfeld von Millimeter- und Submillimeterwellen ist von großem Interesse im Hinblick auf die Struktur der lebenden Materie.

Nicht zuletzt ist das Studium des Spektrums der kürzesten Mikrowellen auch von großem theoretisch-physikalischem Interesse. Mit dem Vordringen zu höchsten Frequenzen werden Quanteneffekte wirksam. Untersuchungen [41] zeigen, daß Quanteneffekte in Elektronenströmungen bei Wechselwirkungen mit Höchstfrequenzfeldern im Gebiet der Submillimeterwellen merkliche Größe erlangen und u. a. zu einem verstärkten Rauschen in Verstärkerröhren für extrem kurze Wellen Anlaß geben. Es ist nicht ausgeschlossen, daß die künftige Entwicklung zu Gruppen von Molekülen führt, die wegen ihrer quantenhaften Resonanzzustände Millimeter- und Submillimeterwellen erzeugen, verstärken, empfangen und filtern [42]. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Millimeterwellen sowohl dem Physiker als auch dem Hochfrequenzingenieur und Elektroniker interessante Probleme und bedeutende Anwendungen eröffnen, die der Höchstfrequenzforschung in den nächsten Jahren ihr Gepräge geben.

Schrifttum

- [1] H. H. Klinger: Einführung in die Mikrowellen und ihre wissenschaftlichen Anwendungen. Hirzel, Stuttgart 1954.
- [2] H. H. Klinger: Ultrakurze Wellen im Millimetergebiet. FUNK UND TON Bd. 2 [1948] H. 3, S. 135.
- [3] F. X. Eder: Das Grenzgebiet zwischen elektrischen Millimeterwellen und dem langwelligeren Ultrarot. FUNK UND TON Bd. 2 [1948] H. 10, S. 491.
- [4] H. E. Hollmann: Physik und Technik der ultrakurzen Wellen. Bd. I. Springer [1936].
- [5] J. P. Cooley u. J. R. Rohrbaugh: The Production of extremely short electromagnetic Waves. Phys. Rev. Bd. 67 [1945] S. 296.
- [6] M. S. Kelliher u. Watton: Micro-Electromagnetic Waves. Wireless Engr. Bd. 2 [1946] S. 46.
- [7] A. V. Hollenberg, N. Knoll u. S. Millman: Rising Sun Magnetrons with large numbers of Anode Cavities for Centimeter and Millimeter Wavelengths. Columbia Radiation Lab. Rep., NDRC Div. 14, Nr. 589, Mai 1946.
- [8] J. A. Klein, J. H. N. Loubser, A. H. Nethercot u. C. H. Townes: Magnetron Harmonics at Millimeter Wavelengths. Rev. Sc. Bd. 32 [1952] H. 2, S. 78.
- [9] J. M. Lafferty: Velocity-Modulated-Millimeter-Wave Reflex Oscillator. J. Appl. Phys. Bd. 17 [1946] S. 1061.
- [10] S. Millman: Spatial Harmonic Traveling-Wave Amplifier. Bell Lab. Rec. [Nov. 1952] S. 413.
- [11] S. J. Smith u. E. M. Purcell: Visible Light from localized surface charges moving across a grating. Phys. Rev. Bd. 92 [1953] S. 1069.
- [12] H. Kleinwächter: Eine Wanderfeldröhre ohne Verzögerungsleitung. ETZ Bd. 72 [1952] S. 714.
- [13] K. K. Tien u. L. M. Field: Space-charge Waves in an accelerated Electron Stream for amplification of Microwave Signals. Proc. I. R. E. Bd. 40 [1952] S. 688.
- [14] L. Brillouin: Wave Propagation in Periodic Structures. Dover Publ. [1953].
- [15] P. D. Coleman: Theory of Generation of Submillimeter Waves by accelerated Electrons (Doppler Effect). Elec. Res. Lab. Rep. Nr. 1 [April 1952] Univ. Illinois, Urbana.
- [16] H. Motz: Applications of the Radiation from fast Electron Beams. J. Appl. Phys. Bd. 2 [1951] S. 527.

- [17] H. Motz, W. Thon u. R. Whitehurst: Experiments on Radiation by fast Electrons. J. Appl. Phys. Bd. 24 [1953] S. 826.
- [18] V. L. Ginsburg: Radiation of Microwaves and their Absorption in Air. Bull. Ac. Sc. URSS, Ser. Phys. Bd. 9 [1947].
- [19] H. H. Klinger: Ein neuer Grundgedanke zur Erzeugung extrem kurzer elektrischer Wellen durch Elektronenröhren (Wanderfeldröhren). Zs. f. Elektrotechn. Bd. 3 [1949] S. 66. Die Erzeugung von Millimeterwellen. Phys. Blätter 12 [1952] S. 536.
- [20] G. Klein: Au Sujet de la Production des Ondes Radioélectriques par l'Utilisation de l'Effet Tscherenkov. Ann. Télécomm. [Febr. 1953].
- [21] M. Abele: L'Effet Cerenkov en Optique et dans le domaine des Microondes. Nuovo Cimento Bd. 3 [1953] S. 207.
- [22] K. Landecker: Possibility of Frequency Multiplication by means of some relativistic Effects. Phys. Rev. Bd. 86 [1952] S. 852.
- [23] J. R. Pierce: Millimeter Waves. Physics Today, Bd. 13 [1950] S. 24.
- [24] M. Danos, S. Geshwind, H. Lashinsky u. A. v. Trier: Cerenkov Effect at Microwavé Frequencies. Phys. Rev. Bd. 92 [1953] S. 828.
- [25] M. J. E. Golay: Bridges across the Infrared-Radio Gap. Proc. I. R. E. Bd. 40 [1952] S. 1161.
- [26] W. Culshaw: A Spectrometer for Millimetre Wavelengths. Proc. Inst. Elec. Engrs, III, Bd. 100 [1953] S. 54.
- [27] J. Farrands u. J. Brown: Boltzmann-Interferometer. Wireless Engr. Bd. 31 [1954] S. 81.
- [28] J. R. Martin u. G. F. Schuneman: Measuring Wavelength in Millimeters. Electronics, Bd. 26 [1953] H. 5, S. 184.
- [29] W. Culshaw: The Fabry-Perot Interferometer at Millimetre Wavelengths. Proc. Phys. Soc. Bd. 66 [1953] S. 597.
- [30] G. E. Mueller: Propagation of 6-millimeter Waves. Proc. I. R. E. Bd. 34 [1946] S. 181.
- [31] H. R. L. Lamont: Millimetre Wave Propagation. Nature 158 [1946] S. 943.
- [32] H. R. L. Lamont: Atmospheric Absorption of Millimetre Waves. Proc. Phys. Soc. Bd. 61 [1948] S. 562.
- [33] A. Perlat u. J. Vogé: Atténuation des Ondes Centimétriques et Millimétriques dans l'Atmosphère. Ann. Télécomm. Bd. 8 [1953] H. 12, S. 395.
- [34] A. G. Smith, W. Gordy, J. W. Simmons u. W. V. Smith: Microwave Spectroscopy in the Region of three and five Millimeters. Phys. Rev. Bd. 75 [1949] S. 260.
- [35] W. C. King u. W. Gordy: One-to-Two Millimeter Wave Spectroscopy. Phys. Rev. Bd. 93 [1954] S. 407.
- [36] W. Gordy u. C. A. Burrus: Spectrum of DBr in the One-Millimeter Wave Region. Phys. Rev. Bd. 93 [1954] S. 284.
- [37] C. A. Burrus u. W. Gordy: Submillimeter Wave Spectroscopy. Phys. Rev. Bd. 93 [1954] S. 897.
- [38] J. Benoit u. T. E. Tapley: Méthode d'Optique pour la Mesure des Constants diélectriques et magnétiques complexes aux longueurs d'ondes centimétriques et millimétriques. Suppl. Nuovo Cimento, Bd. IX [1952] H. 3, S. 231.
- [39] P. Hertel, A. W. Straiton u. C. W. Tolbert: Dielectric Constant measurements at 8,6-mm Wavelength. J. Appl. Phys. Bd. 24 [1953] S. 956.
- [40] W. L. Brooks, J. H. Greig, C. Pine, W. G. Zoellner u. J. H. Rohrbaugh: Absorption of Millimeter Waves in dielectric Solids. J. Opt. Soc. Amer. Bd. 43 [1953] S. 1191.
- [41] I. R. Senitzki: Quantum Effects in the Interaction between Electrons and High-Frequency Fields. Phys. Rev. Bd. 95 [1954], S. 904.
- [42] J. P. Gordon, H. J. Zeiger u. C. H. Townes: Molecular Microwave Oscillator and new Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3 . Phys. Rev. Bd. 95 [1954], S. 282.

Zur Dimensionierung der „aperiodischen“ Oszillatorschaltung mit induktivem Quarz

Der Hochfrequenztechniker gerät bei der Dimensionierung einer Oszillatorschaltung oft in große Schwierigkeiten, so daß er einfach auf eine zufällig vorhandene Schaltungsunterlage zurückgreift. Er läuft dabei Gefahr, eine Schaltung zu verwenden, deren Eigenschaften der zu lösenden Aufgabe nicht gerecht werden. Im nachstehenden Beitrag wird zur Schließung dieser Lücke eine Darstellung der wesentlichen Kennzeichen einer häufig verwendeten Quarz-Oszillatorschaltung gegeben. Das Schaltungsbeispiel kann leicht auf Sonderfälle übertragen werden.

Eine Quarz-Oszillatorschaltung läßt sich qualitativ kennzeichnen durch die relative Lage des Schwingquarzes zum Arbeitsschwingkreis (der Schwingquarz kann dabei entweder „im“ Schwingkreis oder „außerhalb“ des Schwingkreises liegen) und durch die Funktionsweise (Serien- oder Parallelresonanzschaltung) des verwendeten Schwingquarzes (Abb. 1).

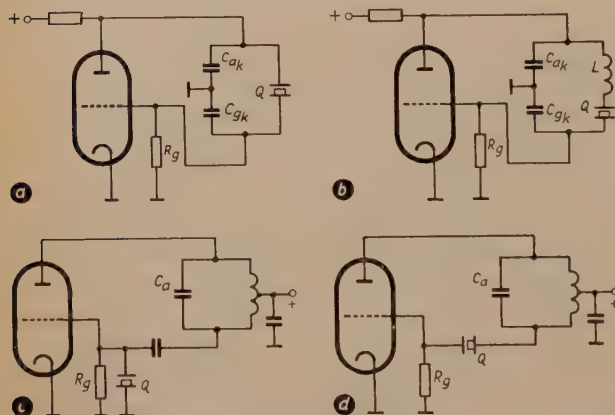


Abb. 1. Schaltungsbeispiele zur qualitativen Kennzeichnung von Oszillatorschaltungen

a) Quarz „im“ Kreis, aus der kapazitiven Dreipunktschaltung entstandene „aperiodische“ Parallelresonanzschaltung

b) Quarz „im“ Kreis, Serienresonanzschaltung

c) Quarz „außerhalb“ des Kreises, Parallelresonanzschaltung

d) Quarz „außerhalb“ des Kreises, Serienresonanzschaltung

Wir wollen unsere Betrachtung auf die Parallelresonanzschaltung mit dem Schwingquarz im Schwingkreis beschränken, wobei der Sonderfall der (am häufigsten verwendeten) „aperiodischen“ Parallelresonanzschaltung im Frequenzbereich 50 kHz ... 20 MHz behandelt werden soll.

1. Die Quarzeigenschaften

Als Grundlage für eine Schaltungsbeurteilung interessieren folgende Quarzeigenschaften als Funktion der Frequenz (Abb. 2):

1.1 die Ersatzkapazität C_q (bzw. $L_q = \frac{1}{\omega_0^2 C_q}$)

1.2 die Parallelkapazität C_p ,

1.3 der Quarz-Parallelresonanzwiderstand R_{pq} und

1.4 die Quarzbelastbarkeit.

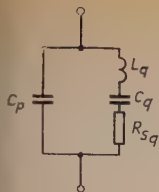


Abb. 2. Ersatzschaltbild des Quarzes

Abb. 3 (rechts). Ersatzkapazität C_q und Parallelkapazität C_p als Funktion der Frequenz für verschiedene Quarzschnitte

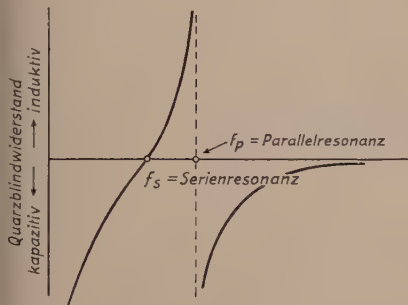
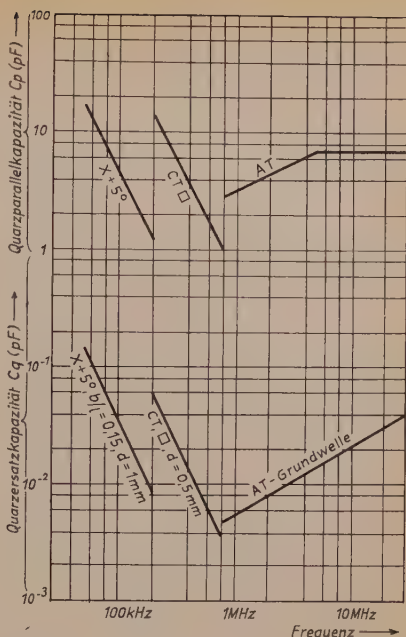


Abb. 4. Blindwiderstandsverlauf des Quarzes



1.1 und 1.2 Ersatzkapazität und Parallelkapazität

Die Quarzersatzkapazität C_q ist abhängig von der Quarzschwingungsform und der Frequenz. Die C_q -Werte gelten bei den einzelnen Schnitten unter verschiedenen Voraussetzungen; diese sind

X_{+50° -Dehnungsschwinger mit einem b/l -Verhältnis (Breite/Länge) = 0,15 und einer Scheibendicke $d = 1$ mm,

CT-Schnitte von quadratischer Form und 0,5 mm Dicke und

AT- und BT-Schnitte mit einem maximalen C_p von 7 pF.

Abb. 3 zeigt den Verlauf der Quarzersatzkapazität C_q und der Parallelkapazität C_p handelsüblicher Quarze verschiedener Schwingungsformen im Frequenzbereich von 50 kHz ... 20 MHz. Wir sehen, daß hier mit einem C_q zwischen etwa $3 \cdot 10^{-3}$ und $1,5 \cdot 10^{-1}$ pF zu rechnen ist. Die C_p -Werte liegen zwischen 1 und 18 pF.

Durch Zusammenfassung aller parallel zum Quarz liegenden Kreiskapazitäten zu einer „wirksamen“ Ersatzkapazität C_t

$$C_t = \frac{C_a C_g}{C_a + C_g} + \text{Schaltkapazitäten parallel zum Quarz} \quad (1)$$

kann man von der Originalschaltung für den Frequenzabgleich bei der Schwingquarzfertigung unabhängig werden. Damit hat es folgende Bewandnis: Beim Parallelresonanzbetrieb arbeitet der Schwingquarz im induktiven Gebiet seines Blindwiderstandsverlaufs (Abb. 4). Schaltungsgemäß muß daher dem Schwingquarz eine kapazitive Last von solcher Größe zugefügt werden, daß die gewünschte Parallelresonanzfrequenz erregt wird. Dieses bedeutet, daß einmal der

SchwingquarzhHersteller die Quarze mit einer genau definierten „wirksamen“ Eingangskapazität in der Schwing-schaltung herstellt, und zum anderen muß der Gerätekonstrukteur darauf achten, daß die erforderliche „wirksame“ Parallelkapazität zum Quarz in der Oszillatorschaltung genau nachgebildet wird. Diese relative Frequenzänderung, die bei Änderung eines C_{t1} in C_{t2} entsteht, kann aus

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{C_q}{2} \cdot \left(\frac{1}{C_p + C_{t1}} - \frac{1}{C_p + C_{t2}} \right) \quad (2)$$

ermittelt werden.

Die aperiodischen Parallelresonanzschaltungen werden in England im allgemeinen von 90 kHz ... 10 MHz mit $30 \text{ pF} \pm 0,5 \text{ pF}$ und von 10 ... 20 MHz mit $20 \text{ pF} \pm 0,5 \text{ pF}$ ausgelegt. In den USA gelten von 20 MHz ... 70 kHz die Werte $20 \pm 0,5 \text{ pF}$, $32 \pm 0,5 \text{ pF}$ und $45 \pm 1,0 \text{ pF}$.

Zur Herstellung einer gewünschten Quarztype für eine aperiodische Parallelresonanzschaltung muß also angegeben werden:

- a. die gewünschte Quarzfrequenz nebst Abgleichgenauigkeit bei konstanter Arbeitstemperatur oder die Frequenztoleranz innerhalb des Arbeitstemperaturbereichs,
- b. die Schaltungskapazität C_t und
- c. der Mindest-Parallelresonanzwiderstand R_{pq} (bei konstanter Temperatur oder im geforderten Arbeitstemperaturbereich).

1.3 Der Parallelresonanzwiderstand des Quarzes

Die Aktivität oder Schwingfreudigkeit verschiedener Quarze kann in der gleichen Oszillatorschaltung durch die Größe des Gitterstromes relativ beurteilt werden. Ein absolutes Maß aber für die Quarzaktivität in Parallelresonanzschaltungen läßt sich durch Einführung des Parallelresonanzwiderstandes R_{pq} (im angelsächsischen Schrifttum = PI = „Performance Index“) des Quarzes gewinnen. Man wird dadurch in der Quarzaktivitätsbeurteilung unabhängig von der Oszillatorschaltung. Die Zusammenhänge zwischen R_{pq} und den Quarz- bzw. Schaltungseigenschaften lassen sich wie folgt darstellen:

Unter Verwendung von v_p = doppelter relativer Frequenzabstand zwischen Serienresonanz und natürlicher Parallelresonanzstelle des Quarzes

$$v_p = \frac{C_q}{C_p} \quad (3)$$

und $\frac{v}{v_p}$ = der normierten Verstimmung (also Verstimmung der Quarzfrequenz durch die Schaltung, bezogen auf die Parallelverstimmung v_p) sowie Vernachlässigung der Quarzparallel-dämpfung

$$d_p = R_{sq} \cdot \omega C_p \quad (4)$$

ist der Quarzwiderstand mit R_{sq} = Serienersatzwiderstand des Quarzes (s. Abb. 2) gegeben durch

$$\Re_q = \frac{R_{sq}}{(1 - v/v_p)^2} + \frac{j}{\omega C_p} \cdot \frac{v/v_p}{(1 - v/v_p)} = R_c + j \omega L_c \quad (5)$$

Der mit einer parallelgeschalteten Kapazität C_t versehene Quarz kann danach im induktiven Gebiet seiner Blindwiderstandskurve durch die Schaltung gemäß Abb. 5 ersetzt werden. Bei Resonanz ist der Widerstand dieses Zweipols

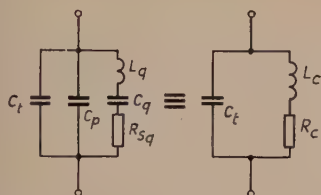


Abb. 5. Ersatzschaltbild für Quarz und Schaltung

$$R_{pq} = \frac{L_c}{R_c C_t} = \frac{1}{R_c \omega^2 C_t^2} \quad (6)$$

Mit (5) ist

$$R_{pq} = \frac{(1 - v/v_p)^2}{R_{sq} \omega^2 C_t^2} \quad (7)$$

Bei Resonanz und Vernachlässigen der Paralleldämpfung d_p erhält man v/v_p aus

$$\frac{-v/v_p}{\omega C_p (1 - v/v_p)} + \frac{1}{\omega C_t} = 0 \quad (8)$$

zu

$$\frac{v}{v_p} = \frac{C_p}{C_p + C_t} \quad (9)$$

Damit wird

$$R_{pq} = \frac{1}{R_{sq} \omega^2 (C_p + C_t)^2} \quad (10)$$

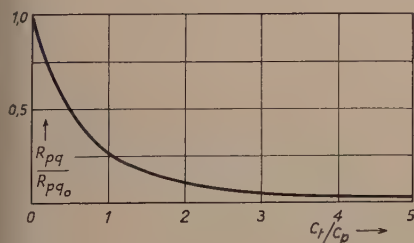


Abb. 6. Der Quarz-Parallelresonanzwiderstand R_{pq} als Funktion von C_t/C_p

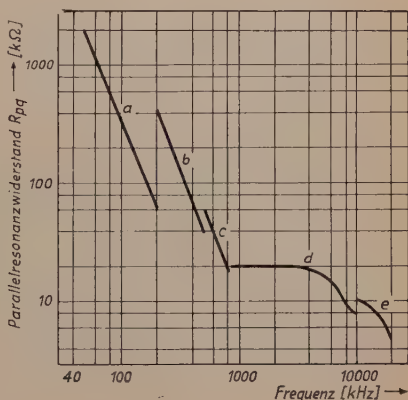


Abb. 7 (rechts). Kleinstwerte des Parallelresonanzwiderstandes für 50 kHz ... 20 MHz

Wie Abb. 6 zeigt, fällt der Parallelresonanzwiderstand R_{pq} steil mit dem Verhältnis C_t/C_p ab, denn es ist

$$R_{pq} = \frac{1}{R_{sq} \omega^2 C_p^2} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{C_t}{C_p}\right)^2} \quad (11)$$

und damit

$$R_{\text{pqi}} = \frac{1}{\left(1 + \frac{C_t}{C_p}\right)^2} \quad (12)$$

Das R_{pqi} kann mit besonderen Meßgeräten direkt gemessen werden. Abb. 7 zeigt die Mindestwerte des Parallelresonanzwiderstandes im Frequenzbereich von 50 kHz ... 20 MHz mit den angenommenen Quarzeigenschaften gemäß 1.1 und unter Verwendung folgendermaßen gestufter C_t -Werte: 50 pF von 50 ... 500 kHz, 30 pF von 500 ... 10 000 kHz und 20 pF von 10 ... 20 MHz.

1.4 Die „Quarzbelastung“

Die zulässige Quarzbelastung (bezogen auf I_q = HF-Strom in mA durch die Quarzscheibe oder U_q = HF-Wechselspannung in Volt an den Quarzklemmen) ist abhängig von der Quarzschwingungsform, den Abmessungen der Quarzscheibe und ihrer Resonanzfrequenz.

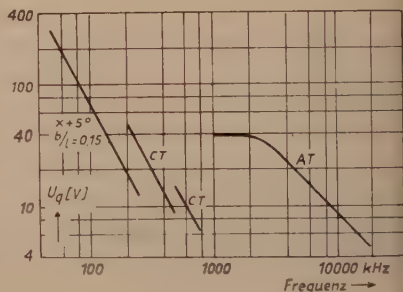
Die tatsächliche Quarzbelastung in der aperiodischen Parallelresonanzschaltung wird dargestellt mit $\ddot{u} = U_g/U_g + U_a$ durch

$$I_q = U_q \cdot \omega (C_p + C_t) \quad (13a)$$

$$= \frac{U_g}{\ddot{u}} \cdot \omega (C_p + C_t) \quad (13b)$$

$$= \frac{U_a}{1 - \ddot{u}} \cdot \omega (C_p + C_t) \quad (13c)$$

Abb. 8. Zulässige Belastungsspannung für Quarze im Bereich von 50 kHz ... 20 MHz ($C_t = 50$ pF von 50 kHz ... 500 kHz, $C_t = 30$ pF von 0,5 ... 10 MHz, $C_t = 20$ pF von 10 ... 20 MHz)



Die für die einzelnen Quarzschnitte in der aperiodischen Parallelresonanzschaltung (mit den verschiedenen C_t -Werten) zulässige Wechselspannung an den Quarzklemmen als Funktion der Quarzfrequenz zeigt Abb. 8. Die Belastbarkeitswerte sind im wesentlichen nach Unterlagen von Post [2, 3, 4] angesetzt.

Die angegebenen Spannungswerte können mittels der Beziehung

$$U_{\text{N}} = U_{\text{C}} \cdot \frac{C_t + C_p}{C_x + C_p} \quad (14)$$

auf andere C_t -Werte umgerechnet werden.

2. Die Schaltungseigenschaften

2.1 Allgemeines

Die üblichen Quarz-Parallelresonanzschaltungen lassen sich a) von der kapazitiven Dreipunkt- oder Colpitts-Schaltung (auf die man die aperiodische Parallelresonanzschaltung zurückführen kann) und b) von der induktiven Dreipunkt- oder Hartley-Schaltung (aus der sich die Pierce-Miller-Schaltung ergibt) ableiten (Abb. 9).

Da der Quarz wegen der Eindeutigkeit der Frequenz üblicherweise auf der induktiven Seite seines Blindwiderstandes betrieben wird, läßt sich dabei die Induktivität des Schwingkreises ganz (aperiodische Schaltung, Abb. 9b) oder zu einem Teil (Pierce-Miller-Schaltung, Abb. 9d, e) durch die dynamische Induktivität des Quarzes ersetzen [1, 5].

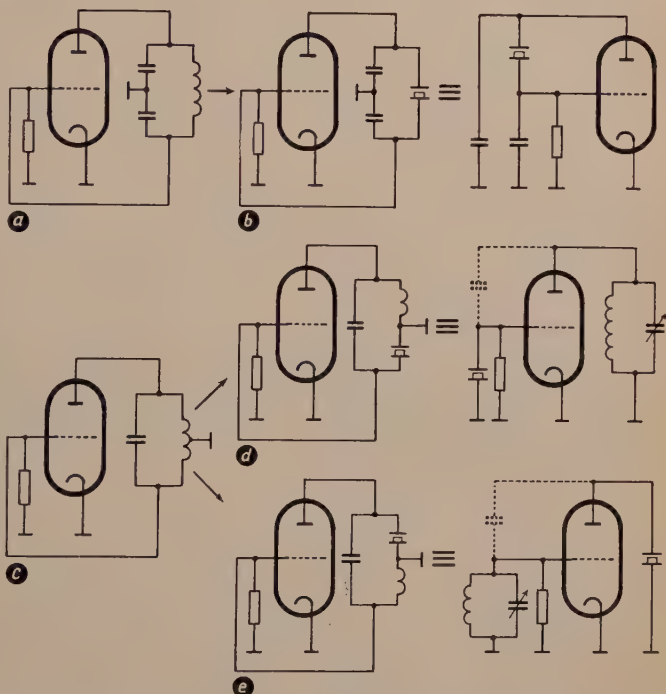


Abb. 9. Parallelresonanzschaltungen
 a) kapazitive Dreipunktschaltung (Colpitts) b) „aperiodische“ Parallelresonanzschaltung c) induktive Dreipunktschaltung (Hartley) d) Pierce-Miller-Schaltung (Quarz zwischen Gitter und Katode) e) Abart der Pierce-Miller-Schaltung (Quarz zwischen Anode und Katode geschaltet)

In der Praxis werden Quarzoszillatorschaltungen — bei Erregung der Grundfrequenz — meistens als Parallelresonanzschaltungen ausgeführt. Ihr Vorteil liegt darin, daß die aperiodische Schaltung selbst für einen großen Frequenzbereich keinerlei Abstimmittel benötigt, während die Pierce-Miller-Schaltung größere Anodenwechselspannungen — bedingt durch den in dieser Schaltung möglichen hohen Resonanzwiderstand des Arbeitskreises — abgibt.

2.2 Die Oszillatorfrequenz

Aus der normierten Verstimmung (9) erhalten wir

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_q}{C_p + C_t} \quad (15)$$

Dies ist die relative Frequenzablage der jeweiligen, mit dem vorliegenden C_t erzielten Parallelresonanz von der Serienresonanzstelle. Hieraus ist es leicht, die Ziehverstimmung zu errechnen, die angibt, wie weit die Frequenz des Quarzes durch Änderung des C_t „gezogen“ werden kann [siehe (2)].

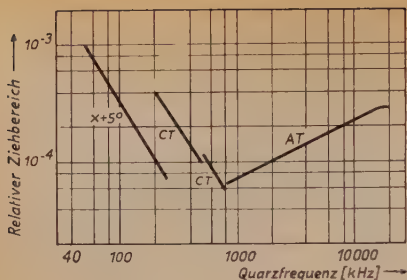


Abb. 10 zeigt die Ziehbereiche der verschiedenen Quarzschnitte bei Durchführung bestimmter C_t -Änderungen.

Abb. 10. Relative Ziehbereiche für die verschiedenen Quarzschnitte (C_p - und C_q -Werte gemäß Abb. 3)

C_t -Variationsber. f. 50 ... 500 kHz: 30 ... 100 pF
 C_t " " 0,5 ... 10 MHz: 20 ... 50 pF
 C_t " " 10 ... 20 MHz: 15 ... 30 pF

2.3 Der Stabilisierungsfaktor

Werden elektrische Schwingungen in einer Röhrenschaltung erregt, so ist ihre Frequenz von Änderungen der Schaltelemente sowie der Betriebsspannungen abhängig. Durch Einfügen eines Schwingquarzes wird die Schaltung „stabilisiert“, d. h., die Frequenzänderung der erzeugten elektrischen Schwingungen wird wesentlich (im Verhältnis $\frac{1}{100} \dots \frac{1}{100\,000}$) herabgesetzt. Die „Güte“ einer quarzgesteuerten Schwingschaltung ist in erster Näherung durch ihren „Stabilisierungsfaktor“ gekennzeichnet. Der „Stabilisierungsfaktor“ wird dargestellt durch das Verhältnis der Frequenzänderung einer Oszillatorschaltung ohne Quarz zu der mit Quarz, bei gleicher Variation eines Schaltelements. Er ist grundsätzlich eine Folge des Quotienten

$$\frac{\text{Schwingquarzgüte}}{\text{Schwingkreisgüte}} = \frac{Q_q}{Q_k} \quad (16)$$

Dieses Verhältnis liegt in der Größenordnung von $10^2 \dots 10^5$.

Für jedes Schaltelement, das variiert wird, erhält man einen Stabilisierungsfaktor. Dabei muß man auf den kleinsten von ihnen am meisten achten und versuchen, ihn ausreichend zu vergrößern.

Der für die aperiodische Schaltung wichtigste Stabilisierungsfaktor ist F_{C_t} , der bei der Variation des C_t berücksichtigt werden muß.

$$F_{C_t} = \left| \frac{dC_t}{C_t \, dv} \right| = \frac{C_p + C_t}{C_q} = \frac{Q_q}{Q_k} \quad (17)$$

So wird durch die stabilisierende Wirkung des Quarzes bei Röhrenwechsel durch Änderung des C_t um ein ΔC_t die Frequenzänderung auf den $\frac{1}{F}$ -ten Teil verringert.

$$\left(\frac{\Delta f}{f} \right)_{R_1} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta C_t}{C_t \, F} \quad (18)$$

Ebenso wird der Einfluß der Temperatur auf die Schwingkreiselemente reduziert.

Es ist

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_T = \frac{TK_k \cdot \Delta T_k}{F} \quad (19)$$

mit TK_k = Temperaturkoeffizient der Frequenz des Schwingkreises und ΔT_k = Temperaturänderung am Schwingkreis.

Schließlich geht der Temperaturgang des Quarzes in die Verstimmung ein:

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_q = TK_q \cdot \Delta T_q \quad (20)$$

mit TK_q = Temperaturkoeffizient der Frequenz des Schwingquarzes und ΔT_q = Temperaturänderung am Quarz. Es muß deshalb die Temperaturstabilisierung des Quarzes besonders beachtet werden (Thermostat).

2.4 Die Schwingungsanfachung

Die Anfachungsbedingung für die aperiodische Parallelresonanzschaltung läßt sich leicht ableiten. Es ist

$$I_a = S U_g \quad (21)$$

und
$$U_a = S U_g \bar{R}_a \quad (22)$$

wobei
$$\bar{R}_a = R_{pq} (1 - \ddot{u})^2 \quad (23)$$

ist. Außerdem gilt

$$\ddot{u} = \frac{U_g}{U_g + U_a} \quad (24)$$

und

$$1 - \ddot{u} = \frac{U_a}{U_g + U_a} \quad (25)$$

Damit wird als Anfachungsbedingung für die Anfachungsteilheit S

$$S \geq \frac{1}{R_{pq} \ddot{u} (1 - \ddot{u})} \quad (26)$$

Bei Berücksichtigung der Verluste lautet die vollständige Anfachungsbedingung

$$\ddot{u} (1 - \ddot{u}) S \geq \frac{1}{R_{pq}} \left(1 - \frac{1}{\varrho_a \varrho_g}\right) + \frac{\ddot{u}^2}{R_g} + \frac{(1 - \ddot{u})^2}{R_a} \quad (27)$$

mit ϱ_a, ϱ_g = Güten der Kapazitäten C_{ak} bzw. C_{gk} .

Damit kann man leicht nachrechnen, ob ein gegebener Schwingquarz mit einer bestimmten Röhre in der aperiodischen Schaltung angefacht werden kann (Abb. 11).

4. Dimensionierungsvorschriften

Um für die Praxis eine optimal dimensionierte Schaltung ansetzen zu können, sind nachstehend einige Kurven mit Schaltungsunterlagen angegeben.

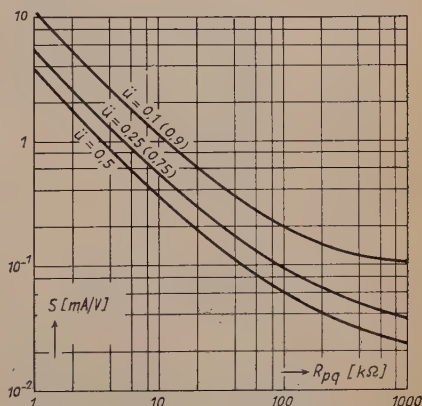


Abb. 11. Zusammenhang zwischen dem R_{pq} des Quarzes und der zur Schwingungsanfachung notwendigen Röhrenteilheit in der „aperiodischen“ Parallelresonanzschaltung

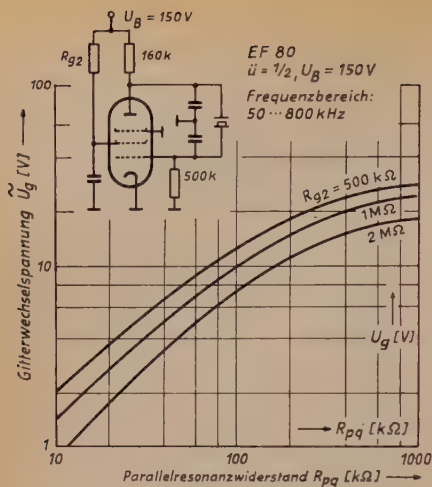


Abb. 12. Die Gitterwechselspannung als Funktion des Parallelresonanzwiderstandes R_{pq} (R_{g2} = Parameter)

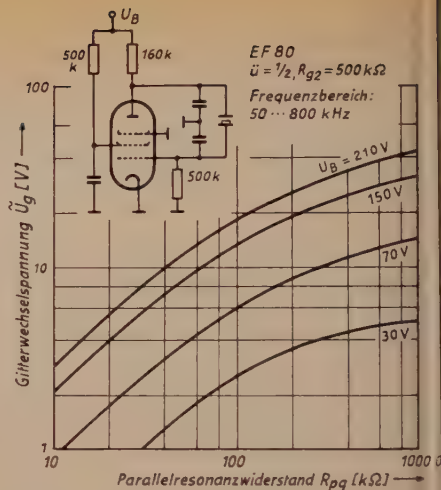


Abb. 13. Die Gitterwechselspannung als Funktion des Parallelresonanzwiderstandes R_{pq} (U_B = Parameter)

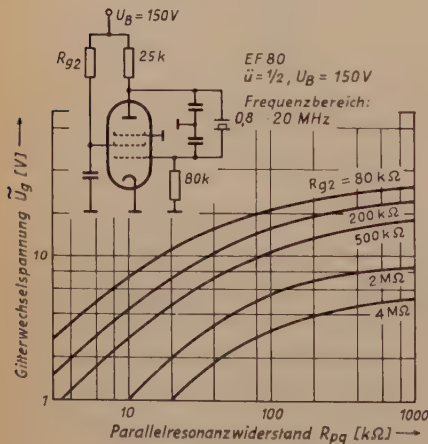


Abb. 14. Die Gitterwechselspannung als Funktion des Parallelresonanzwiderstandes R_{pq} (R_{g2} = Parameter)

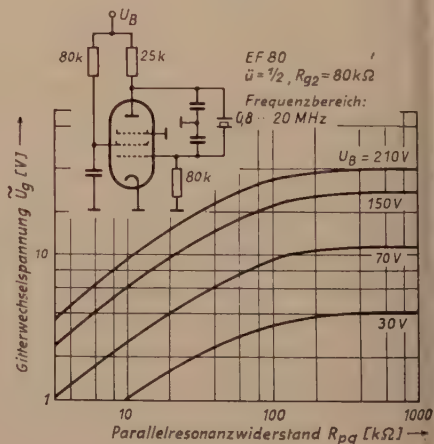


Abb. 15. Die Gitterwechselspannung als Funktion des Parallelresonanzwiderstandes R_{pq} (U_B = Parameter)

Abb. 7 gibt die Mindest- R_{pq} -Werte der Quarze in der Praxis, Abb. 8 zeigt ihre Belastbarkeitsgrenzen.

Der gesamte Frequenzbereich von 50 kHz ... 20 MHz kann durch zwei optimal dimensionierte Schaltungen bestrichen werden. Das \bar{u} der Schaltung ist 1/2. Die Quarzbelastung bzw. die Gitter- und Anodenwechselspannung werden durch

Regeln des Schirmgitterwiderstandes oder der Anodengleichspannung U_B eingestellt. Abb. 12 u. 13 zeigen die Schaltungen für den 50 ... 800 kHz-Bereich, Abb. 14 u. 15 die Schaltungen für den 0,8 ... 20 MHz-Bereich. Die Ziehbereiche der verschiedenen Quarzschwingungsformen (unter den gegebenen Schaltungsbedingungen) gehen aus Abb. 10 hervor.

5. Schaltungsbeispiel

Es sei eine aperiodische Parallelresonanzschaltung für 1 MHz mit einem $C_t = 30$ pF zu dimensionieren. Dazu wird gesucht:

1. der Mindestparallelresonanzwiderstand R_{pq} des Quarzes in $k\Omega$;
2. die maximal zulässige Quarzbelastung U_{HF} in Volt;
3. die optimal dimensionierte Schaltung mit der EF 80;
4. der Ziehbereich der Schaltung bei $C_t = 20 \dots 50$ pF;
5. der Stabilisierungsfaktor F_{C_t} ;
6. die Frequenzänderung bei Röhrenwechsel ($\Delta C_t = 0,5$ pF);
7. die Frequenzänderung durch Temperatureinflüsse auf die Kapazität C_t ($TK_c \sim 100 \cdot 10^{-6}/^\circ C$) bei einem Temperaturhub von $\Delta T = 10^\circ C$;
8. die zur Anfachung des Quarzes notwendige Röhrensteilheit.

Die Lösung ist:

zu 1) $R_{pq} \sim 20 k\Omega$

zu 2) U_{HF} maximal = 40 V

zu 3) Die Schaltung geht aus Abb. 14 bzw. 15 hervor. Bei $R_{g2} = 80 k\Omega$ muß $U_B < 100$ V sein, während bei $U_B = 150$ V das R_{g2} nicht kleiner als 200 $k\Omega$ sein darf.

Zu 4) Ziehbereich etwa $\pm 7 \cdot 10^{-5}$ (siehe Abb. 10).

Zu 5) Der Stabilisierungsfaktor F_{C_t} für $C_t = 30$ pF und $C_p = 3$ pF sowie $C_q \sim 6 \cdot 10^{-3}$ pF hat den Wert von $\sim 5,5 \cdot 10^{+3}$.

Zu 6) Die Frequenzänderung bei Röhrenwechsel ist etwa $1,5 \cdot 10^{-6}$.

Zu 7) Der Temperatureinfluß auf C_t ist etwa $0,9 \cdot 10^{-7}/10^\circ$. Dieser Wert kann vollständig vernachlässigt werden gegen die Frequenzänderung durch den Quarz TK_q . Dieser sei z. B. gleich $1 \cdot 10^{-6}/^\circ C$, was bei $\Delta T = 10^\circ C$ eine relative Frequenzänderung von $1 \cdot 10^{-5}$ ergäbe.

Zu 8) $S \sim 0,2$ mA/V nach Abb. 11.

Schrifttum

- [1] HANDBUCH FÜR HOCHFREQUENZ- UND ELEKTROTECHNIKER, Band II, S. 160 ... 226. VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin 1953.
- [2] E. J. Post: Note on safe resonator current of piezoelectric elements. Proc. I. R. E., Juli 1952, S. 835.
- [3] E. J. Post: Tijdschrift van Het Nederlands Radiogenootschap, Bd. XVIII, S. 183 ... 210.
- [4] E. J. Post: Unveröffentlichte Unterlagen.
- [5] H. Awender, K. Sann: Zur Klassifizierung der Quarz-Oszillatorschaltungen. FUNK UND TON, Bd. 8 (1954) H. 4, S. 202 ... 214 und H. 5, S. 253 ... 265.

Schmalbandfilter aus RC-Vierpolen

Mitteilung aus dem Institut Dr. Förster, Reutlingen

Bei Verstärker-Anordnungen tritt gelegentlich die Forderung auf, aus einem ganzen Frequenzgemenge nicht nur einen Frequenzbereich bevorzugt wiederzugeben, sondern sogar nur eine einzelne Frequenz, das „Signal“, für sich allein herauszusieben und alle anderen Frequenzen zu unterdrücken.

Besonders erschwert werden kann diese Aufgabe, wenn das Signal eine äußerst niedrige Frequenz aufweist, so daß sich Resonanzkreise aus LC-Gliedern verbieten und die Störfrequenzen mit Amplituden einfallen, welche die des Signals zudem noch um Potenzen überwiegen.

Es hat sich nun gezeigt, daß diese Aufgabe dennoch mit RC-Vierpolen zu lösen ist. Eine allgemeine Theorie solcher RC-Vierpole ist von R. K r a s t e l [1] deduziert worden.

Abb. 1. Schema eines offenen RC-Vierpoles



Für den offenen Vierpol der Abb. 1 ergibt sich, wenn U_e die Eingangsspannung, U_a die Ausgangsspannung und k die Maschenzahl bedeuten.

$$\frac{U_e}{U_a} = \binom{k}{k} + \binom{k+1}{k-1} \left(\frac{R}{2S} \right)^1 + \binom{k+2}{k-2} \left(\frac{R}{2S} \right)^2 + \dots + \binom{2k}{0} \left(\frac{R}{2S} \right)^k \quad (1)$$

Dabei sind die Binominalkoeffizienten $\binom{k+\nu}{k-\nu}$ bekanntlich definiert als

$$\binom{k+\nu}{k-\nu} = \frac{(k+\nu)!}{(k-\nu)! (2\nu)!} \quad (2)$$

mit den bevorzugten Werten

$$\binom{k}{k} = 1; \quad \binom{k}{1} = k; \quad \binom{k}{0} = 1$$

Zu unterscheiden sind zwei generelle Typen solcher Vierpole:

I. Typ (Tiefpaß)

$$R_t = R_t$$

$$S_t = \frac{1}{j\omega C_t}$$

$$\left(\frac{R}{S} \right)_t = j\omega R_t C_t$$

II. Typ (Hochpaß)

$$R_h = \frac{1}{j\omega C_h}$$

$$S_h = R_h$$

$$\left(\frac{R}{S} \right)_h = \frac{1}{j\omega R_h C_h}$$

Setzt man

$$\omega = \frac{\omega}{\omega_0} \cdot \omega_0 = n \cdot \omega_0, \quad (3)$$

wobei n die Ordnungszahl der Ober- bzw. Unterwellen des Signals mit der Kreisfrequenz ω_0 ist, so folgt sehr einfach mit

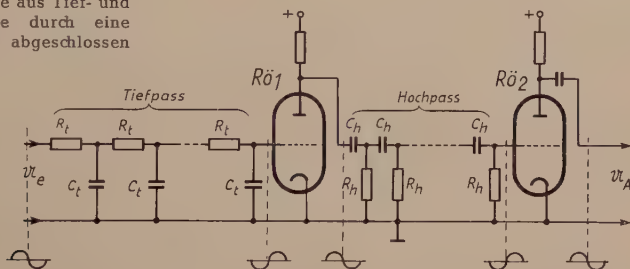
$$\omega_0 R C = a \quad (4)$$

$$\left(\frac{\Re}{\Im} \right)_t = j a_t n \quad \left(\frac{\Re}{\Im} \right)_h = \frac{1}{j a_h n}$$

Hoch- und Tiefpaß¹⁾ sind also bei den betrachteten Vierpolen frequenzreziprok [2].

Sollen zur Lösung der gestellten Aufgabe sowohl die Oberwellen als auch die Unterwellen um die Signalfrequenz herum abgeschnitten werden, so eignet sich dazu die Schaltung der Abb. 2.

Abb. 2. Kette aus Tief- und Hochpaß, je durch eine Trennröhre abgeschlossen



Die Spannungsquelle für u_e ist hierbei als galvanisch in sich geschlossen gedacht, so daß die Gittervorspannung für die Röhre 1 über die Widerstände R_t ans Gitter gelangen kann, während das Gitter der Röhre 2 ihre Vorspannung über den letzten Widerstand R_h erhält. Die Kopplung der Verstärkerstufe 1 mit der Verstärkerstufe 2 erfolgt über den ersten Kondensator C_h des Hochpasses. Die Gittervorspannungen sind negativ, Übersteuerungen werden vermieden; die Pässe enden also beide offen. Die dynamischen Verstärkungsfaktoren der beiden Verstärkerstufen sind v_t und v_h .

Vorausgesetzt wird, daß jeder Paß die Signalausgangsspannung um 180° phasengedreht gegen die Signaleingangsspannung abgeben soll.

$$\operatorname{Imag} \left(\frac{u_e}{u_a} \right)_{\omega = \omega_0} = 0; \quad \left(\frac{U_e}{U_a} \right)_{\omega = \omega_0} < 0 \quad (5)$$

$n = 1 \qquad \qquad \qquad n = 1$

In Abb. 2 ist die jeweilige Phasenlage des Signals unter die betrachtete Stelle gezeichnet. Die Anodensignalspannung der Röhre 2 erscheint also mit der Eingangssignalspannung konphas. Diese Voraussetzung erfüllen nur Vierpole mit der Maschenzahl $k \geq 3$.

1) Allgemein gehen die Tiefpaßformeln in die Hochpaßformeln über und umgekehrt, indem n durch $\frac{1}{n}$ und j durch $-j$ ersetzt werden; es ist stets $a_t \cdot a_h = 1$.

Im folgenden werden die möglichen Fälle untersucht.

$$k = 3$$

(1) ergibt mit

$$\begin{pmatrix} 3 \\ 3 \end{pmatrix} = 1, \quad \begin{pmatrix} 4 \\ 2 \end{pmatrix} = 6, \quad \begin{pmatrix} 5 \\ 1 \end{pmatrix} = 5, \quad \begin{pmatrix} 6 \\ 0 \end{pmatrix} = 1$$

$$\left(\frac{u_a}{u_e} \right)_t = \frac{1}{1 + 6j a n - 5 a^2 n^2 - j a^3 n^3}$$

$$\left(\frac{u_a}{u_e} \right)_h = \frac{1}{1 - 6j \frac{1}{a n} - 5 \cdot \frac{1}{a^2 n^2} + j \frac{1}{a^3 n^3}}$$

Für das Signal, also die Grundwelle, ist $n = 1$ mit $\omega = \omega_0$.

Man erhält für die Phasenbedingungen

$$\left. \begin{aligned} 6 a_t - a_t^3 &= 0 & -\frac{6}{a_h} + \frac{1}{a_h^3} &= 0 \\ a_{t3} &= \sqrt[3]{6} & a_{h3} &= \frac{1}{\sqrt[3]{6}} \end{aligned} \right\} \quad (6_3)$$

$$\text{und damit} \quad \left. \begin{aligned} \left(\frac{u_a}{u_e} \right)_{t_3} &= \frac{1}{1 - 30 n^2 + j 6 \sqrt[3]{6} (n - n^3)} \\ \left(\frac{u_a}{u_e} \right)_{h_3} &= \frac{1}{1 - 30 \cdot \frac{1}{n^2} - j 6 \sqrt[3]{6} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n^3} \right)} \end{aligned} \right\} \quad (7_3)$$

Das Signal ($\omega = \omega_0$; d. h. $n = 1$) verläßt jeden Paß mit dem Amplitudenverhältnis

$$\frac{U_a}{U_e} = -\frac{1}{29} \quad (8_3)$$

In Abb. 2 ist offensichtlich

$$\left(\frac{u_A}{u_e} \right) = v_t \cdot v_h \cdot \left(\frac{u_a}{u_e} \right)_{t_3} \cdot \left(\frac{u_a}{u_e} \right)_{h_3}$$

und daraus ergibt sich das Wellenspektrum

$$\left(\frac{u_{\Lambda \omega}}{u_{\Lambda \omega_0}} \right)_3 = \left(\frac{u_{\Lambda n}}{u_{\Lambda 1}} \right)_3 = \frac{29}{1 - 30 n^2 + j 6 \sqrt[3]{6} (n - n^3)} \cdot \frac{29}{1 - \frac{30}{n^2} - j 6 \sqrt[3]{6} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n^3} \right)} \quad (9_3)$$

Ungeschwächt kommt also das Signal durch die ganze Kette, wenn

$$v_t = v_h = U_e / U_a = 29 \text{ ist}^2).$$

²⁾ Das leistet beispielsweise die für beide Pässe gemeinsame Röhre ECC 40.

Analog diesem Rechnungsgang findet man für

$$k = 4$$

$$a_{t_4} = \sqrt{\frac{10}{7}} \quad a_{h_4} = \sqrt{\frac{7}{10}} \quad (6_4)$$

$$\frac{U_a}{U_e} = \frac{49}{901} = \frac{1}{18,388} \quad (8_4)$$

$$\left(\frac{U_{A_n}}{U_{A_1}} \right)_4 = \frac{901}{49 - 1050 n^2 + 100 n^4 + j 70 \sqrt{70} (n - n^3)} \quad (9_4)$$

$$= \frac{901}{49 - \frac{1050}{n^2} + \frac{100}{n^4} - j 70 \sqrt{70} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n^3} \right)}$$

In der Tabelle sind die Ergebnisse zusammengestellt. (Die kursiv gedruckten Zahlen geben den Winkel φ zwischen dem Vektor der n -ten Ober- bzw. Unterwelle gegenüber dem Vektor der Grundwelle an.)

Maschen- zahl k	Tiefpaß $(\omega_0 RC)_t = a_t$	Hochpaß $(\omega_0 RC)_h = a_h$	für den ein- zelnen Paß	für die ganze Kette: TP-Rö ₁ — HP-Rö ₂		
			$\frac{U_a}{U_e}$	$\frac{U_{A_1}}{U_{A_1}}$	$\frac{U_{A_2}}{U_{A_1}}$	$\frac{U_{A_{\infty}}}{U_{A_1}}$
3	$\sqrt{6}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	$-\frac{1}{29}$	1 0°	0,666 76,83°	0,0351 194,05°
4	$\sqrt{\frac{10}{7}}$	$\sqrt{\frac{7}{10}}$	$-\frac{1}{18,388}$	1 0°	0,619 100,69°	0,0109 270,66°
5	$\sqrt{14 - \sqrt{181}}$	$\frac{1}{\sqrt{14 - \sqrt{181}}}$	$-\frac{1}{15,431}$	1 0°	0,623 110,90°	0,00642 329,96°
6	$\sqrt{\frac{42 - \sqrt{1533}}{11}}$	$\sqrt{\frac{11}{42 - \sqrt{1533}}}$	$-\frac{1}{14,117}$	1 0°	0,638 116,07°	0,00519 375,25°

Abb. 3 und 4 zeigen das relative Wellenspektrum, wie es am Ausgang einer je drei- oder viermaschigen Kette nach Abb. 2 erscheint. Die Amplituden ergeben sich in relativen Prozenten der Eingangsamplituden, die Phasenwinkel in der relativen Lage zur Eingangsphasenlage, welche nach rechts angenommen ist. Würden die Verstärkungsfaktoren v_t und v_h jeweils gleich 29 bzw. 18,388 sein, so kämen die Amplituden in wahren Prozenten der Eingangsamplituden heraus, sonst mit den Faktoren $v/29$ bzw. $v/18,388$ multipliziert.

Da die Dämpfung der Ober- und Unterwellen mit zunehmender Ordnungszahl n bzw. $1/n$ außerordentlich zunimmt, so werden im natürlichen Maßstab sehr bald

die Grenzen der Darstellbarkeit erreicht. Deshalb zeigen die Abb. 5 und 6 die erweiterten Bereiche im logarithmischen Maßstab.

Die Rechnung für die fünf- und sechsmaschige Kette ist bereits so mühselig, daß im zusammenfassenden Diagramm (Abb. 7) nur noch neben der Grundwelle die zweite und zehnte Ober(Unter)welle sowie die Tabellenwerte dargestellt sind. Eine bedeutende Verbesserung in der Hervorhebung einer als Grundwelle aufzufassenden Frequenz aus einem ganzen Frequenzspektrum erreicht man durch die Rückkopplungsschaltung, wie sie in Abb. 8 gezeichnet ist.

Diese Anordnung stellt einen untererregten phasen- und amplitudengesteuerten RC-Generator dar, der praktisch nur die Grundfrequenz zu liefern imstande ist, obwohl seine Fremderregung durch ein ganzes Frequenzspektrum bewirkt wird.

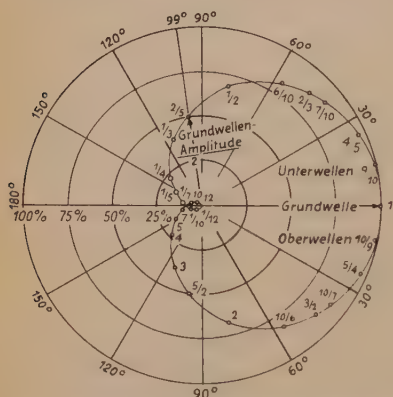


Abb. 3. Relatives Wellenspektrum einer dreimaschigen Kette nach Abb. 2

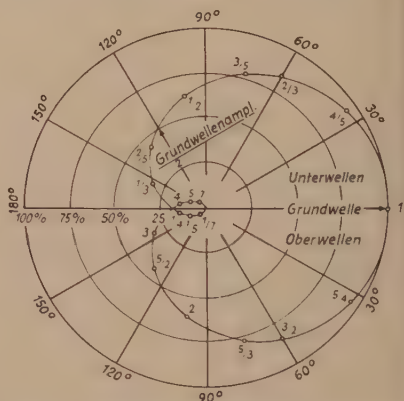


Abb. 4. Relatives Wellenspektrum einer viermaschigen Kette nach Abb. 2

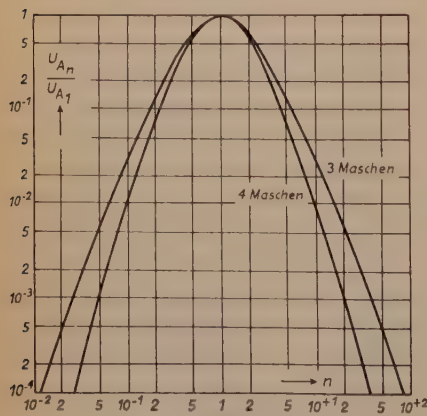
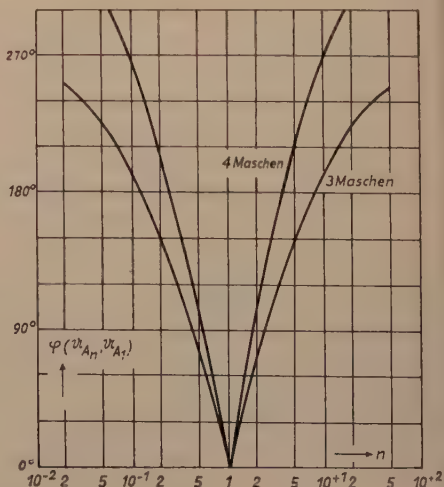


Abb. 5. Amplitudenspektrum einer drei(vier)-maschigen Kette

Abb. 6. Phasenspektrum einer drei(vier)-maschigen Kette



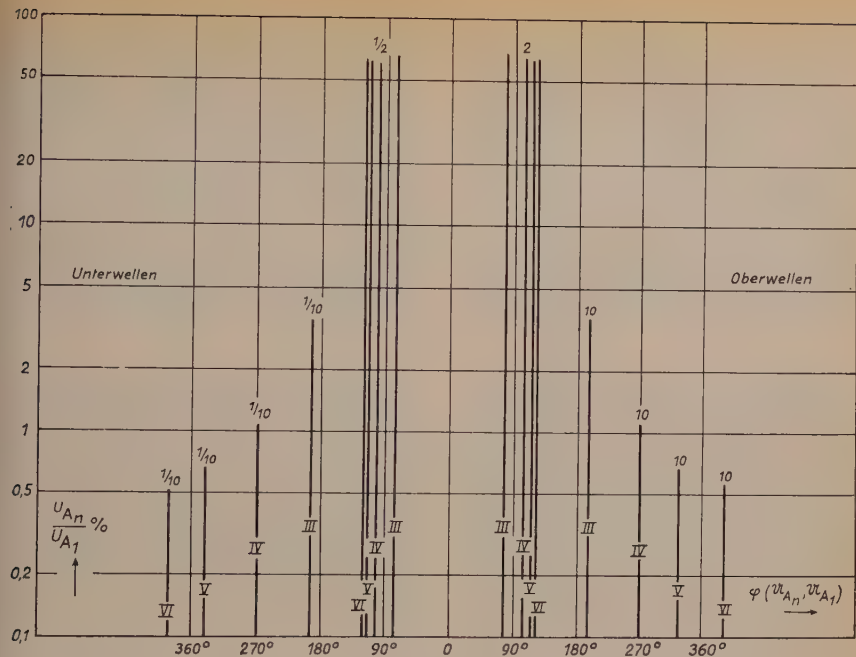


Abb. 7. Grundwelle, zweite und zehnte Oberwelle (Unterwelle) im relativen Maß für eine drei-, vier-, fünf- und sechsmaschige Kette (siehe Tabelle)

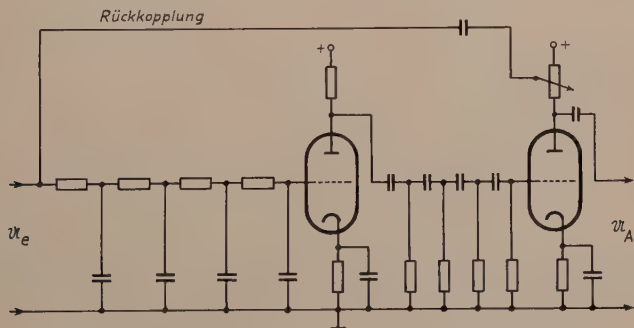


Abb. 8. Viermaschige Kette nach Abb. 2 mit Rückkopplung

Andererseits kann man diese Anordnung als ein Schmalbandfilter auffassen, bei dem Hoch- und Tiefpaß durch eine Trennröhre voneinander völlig entkoppelt sind und welches durch die Rückkopplung zu einem quasi-aktiven Vierpol wird, der aus einem aufgeprägten Frequenzspektrum eine wählbare Frequenz durch einen äußerst engen Kanal allein passieren läßt.

Die am Ausgang der Kette aus Abb. 2 erscheinende und die Grundwelle hervorhebende Ausgangsspannung wirkt am Eingang der Kette mitkoppelnd für diese Grundwelle, aber gegenkoppelnd für die Seitenfrequenzen. Bei der dreimaschigen

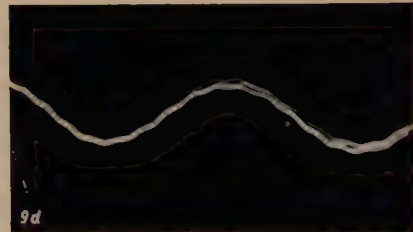
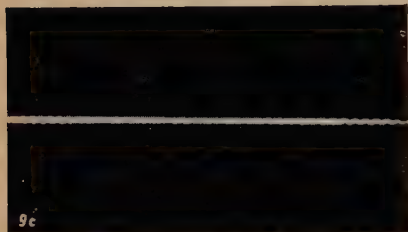


Abb. 9. Ergebnisse von Untersuchungen der Wirksamkeit der Verstärkerschaltung nach Abb. 8. a) Wilde Eingangsspannung = Eingangsstörpegel b) Eingangsstörpegel + 5Hz-Signal ist praktisch nur der Störpegel c) Ausgangsstörpegel allein ist praktisch „Null“ d) Ausgangsstörpegel + Signal ist praktisch „das 5Hz-Signal“

Kette ist diese Wirkung am stärksten, d. h. mit φ ungefähr 180° , gerade für die zehnte Ober- bzw. Unterwelle ausgeprägt.

Diese Rückkopplungsschaltung wurde in ihrer Wirksamkeit an viermaschigen Ketten geprüft. Die Fotogramme der Abb. 9 zeigen die Ergebnisse, wie sie mit einem *Philips*-Oszillografen „GM 3156“ gewonnen wurden.

Die Eingangsspannung bestand aus den wilden Spannungen, wie sie eine Flachspule von 760 mm \varnothing und 10^4 Windungen, d. s. 4536 m^2 Windungsfläche, auffängt. Diesen wilden Spannungen wurde aus einem Spezialaggregat eine winzige Signalspannung von 5 Hz induktiv zugefügt. Abb. 9a zeigt den Störpegel der wilden Spannungen am Eingang der Kette, Abb. 9b die wilden Spannungen + der Signalspannung. Sie geht im Störpegel unter. Am Ausgang der Kette ist der Störpegel (Abb. 9c) unerkennbar klein. Abb. 9d zeigt den Störpegel + Signalspannung am Ausgang der Kette. Das Signal von 5 Hz erscheint sauber.

Wegen der Belichtungsschwierigkeit wurden mehrere Sinuslinien übereinander geschrieben. Durch kleine Amplitudenschwankungen spreizen die einzelnen Kurvenzüge etwas auseinander.

Schrifttum

- [1] R. Krastel: Mehrgliedrige RC-Netzwerke für Phasenschieber-Generatoren. *FUNK UND TON* Bd. 6 (1952) H. 12, S. 649 ... 653.
- [2] W. Klein: Theorie der Netzwerke. *HANDBUCH FÜR HOCHFREQUENZ- UND ELEKTRO-TECHNIKER* Bd. I, S. 189.

Eigenschaften und Anwendungen barium-titanathaltiger Dielektriken

Die relativ hohe Dielektrizitätskonstante (DK) des reinen Titandioxyds (TiO_2 , Kristallform: Rutil) von $\varepsilon \sim 110$ ist seit über 50 Jahren bekannt, und es wird mehr als 20 Jahre bei der Herstellung von verlustarmen keramischen Kondensatoren ausgenutzt¹⁾. Es dient dabei zum Teil nur als Beimischung, wodurch zwar die hohe DK nicht voll zur Geltung kommt, aber der im Gegensatz zu anderen anorganischen Werkstoffen negative Temperaturkoeffizient (TK) von Vorteil ist, da er erlaubt, den TK des Endprodukts negativ, positiv oder nahezu Null zu machen. Auch liegt der Verlustfaktor dieser keramischen Stoffe ($\text{tg } \delta$) in einem weiten Frequenzbereich in der Größenordnung von $10 \cdot 10^{-4}$ und darunter.

Seit etwa 1940 wurden unabhängig voneinander in Deutschland und in den USA die Erdalkali-Titanate erforscht und die Ergebnisse nach dem Kriege in zahlreichen Veröffentlichungen bekannt gemacht [1 ... 10]. Besonders Barium-Titanate und Mischkristalle mit Barium-Titanaten zeigten ungewöhnliche Eigenschaften, wie 1. eine anormale hohe DK in gewissen Temperaturbereichen, 2. unterhalb gewisser Temperaturen einen starken, induzierbaren piezoelektrischen Effekt und 3. eine mehr oder weniger große Abhängigkeit der DK von der Feldstärke. Die technischen Anwendungen dieser Eigenschaften waren naheliegend, nämlich 1. Herstellung keramischer Kondensatoren mit hohen Kapazitätswerten bei kleinen Abmessungen, 2. Bau elektromechanischer Wandler und 3. Anwendungen in dielektrischen Verstärkern, Frequenzmodulatoren und Speichern. Die an den Werkstoff zu stellenden Anforderungen sind bei den einzelnen Anwendungen zum Teil gegenläufig, so daß kein Universalstoff für alle Zwecke benutzt werden kann. Ausgangspunkt der Entwicklung war die Herstellung von Kondensatorwerkstoffen, die daher zunächst auch bevorzugt erforscht wurden. Nachdem man gelernt hatte, die Temperaturabhängigkeit in den möglichen Grenzen zu beherrschen, fanden Kondensatoren mit barium-titanhaltigen Dielektriken schnell Eingang in die Praxis. In ihrer Bedeutung lassen sie sich bei mittleren und hohen Frequenzen etwa mit Elektrolytkondensatoren bei Niederfrequenz vergleichen. Der relativ hohe Verlustfaktor (Größenordnung $100 \cdot 10^{-4}$), sowie die Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit der DK lassen sie in der Hauptsache als Überbrückungs- und Koppelkondensatoren, nicht jedoch für Schwingkreise geeignet erscheinen. Sie können in vielen Fällen Wickelkondensatoren ersetzen, wenn es einmal auf kleinste Induktivität, zum anderen auf kleinste Abmessungen bei mittleren Kapazitätswerten ankommt und Elektrolytkondensatoren wegen ihres niedrigen Isolationswiderstandes nicht anwendbar sind.

1. Zusammensetzung und Herstellung der Werkstoffe

Die Untersuchung der Erdalkali-Titanate ergab, daß die DK entsprechend dem Molekulargewicht des Erdalkalienteils zunimmt, also vom Mg ($\varepsilon = 17$) über Ca ($\varepsilon = 150 \dots 180$) und Sr ($\varepsilon = 250 \dots 334$) zum Barium-Metatitanat ($\varepsilon = 800 \dots 2200$ bei $T = 20^\circ\text{C}$) ansteigt. Wegen des hohen negativen TK haben diese Stoffe — mit Ausnahme von Barium-Metatitanat — jedoch keine Bedeutung als selbständige Dielektriken, sondern dienen in erster Linie als Beimischungen zur Herstellung von Mischdielektriken mit bestimmten gewünschten Eigenschaften. Dabei folgt die DK einem logarithmischen und der TK einem arithmetischen Mischungsgesetz²⁾ [7, 10].

Einige Verbindungen von TiO_2 mit Oxyden zweiwertiger Metalle, z. B. BaTiO_3 und PbTiO_3 sowie Mischkristalle von diesen, besitzen bei bestimmten Temperaturen scharf ausgeprägte Maxima der DK. Die Herstellung von Mischdielektriken aus BaTiO_3 und

1) DRP 545 402 (Siemens-Schuckertwerke AG.)

2) gilt jedoch nicht für Mischdielektriken, die Barium-Metatitanat in wesentlichen Bestandteilen enthalten.

anderen anorganischen Oxyden oder Oxydverbindungen, insbesondere Bleioxyd, Zirkonoxyd sowie Erdalkali-Zirkonaten, -Stannaten oder -Titanaten in Gewichtsanteilen von 10 ... 15 % ermöglichte, das Maximum der DK in technisch anwendbare Temperaturbereiche zu verlegen und zu verbreitern. Auf die Temperaturabhängigkeit wird im einzelnen noch eingegangen.

Während Titandioxyd bei Temperaturen über 1000°C in die Kristallform des Rutil übergeht, haben CaTiO_3 , SrTiO_3 , BaTiO_3 , PbTiO_3 , u. a. m. die sogenannte Perowskitstruktur (nach dem Mineral Perowskit CaTiO_3). Abb. 1 zeigt, daß die kubische Elementarzelle beispielsweise Ba-Ionen an den Eckpunkten, O-Ionen in der Mitte der Seitenflächen und ein Ti-Ion im Zentrum hat. Aus Bedingungen, denen die Ionenradien genügen müssen, kann man Rückschlüsse auf das Maximum der DK bei einer bestimmten Temperatur ziehen [5, 12].

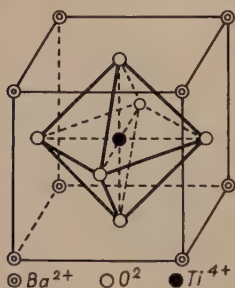


Abb. 1. Aufbau des Barium-Titanat-Kristalls (Perowskitstruktur)

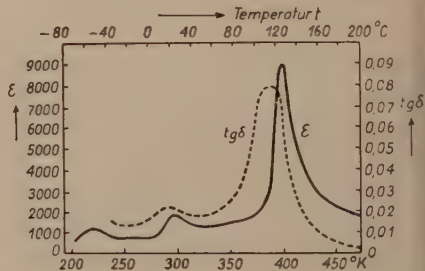


Abb. 2. DK und Verlustfaktor von Barium-Titanat in Abhängigkeit von der Temperatur bei kleinen Feldstärken (kleiner 10 V/cm)

Die Herstellung dieser Werkstoffe geschieht nach den in der keramischen Technik üblichen Verfahren. Die Gemische werden zusammen gemahlen, danach trocken oder feucht geformt und anschließend bei Temperaturen zwischen 1000°C und 1400°C gesintert. Temperatur, Dauer des Brandes und Abkühlung sind von großem Einfluß auf die Eigenschaften des Stoffes. Wie röntgenografische Untersuchungen ergaben, ist die chemische Reaktion beim Brand vollständig. Durch die Kristallisation bzw. Rekristallisation tritt eine gewisse Schwindung ein, die die erforderliche Packungsdichte ergibt. Die Schwindung beträgt etwa 20 % in jeder Richtung, d. h. etwa 50 % des Volumens. Um die Schwindung zu vermindern, kann man vorgebrannte Massebestandteile, sogenannte Fritten, als Anteile der Rohmasse benutzen. Hierdurch vermindert sich allerdings die Güte und Dichte des Stoffes, so daß dieses Verfahren nur beschränkt anwendbar ist. Um die Rohmasse formbar zu machen, setzt man normalerweise reine Tone zu. Auch dies ist bei Barium-Titanat-Keramik nur begrenzt möglich, da eine starke Affinität der Kieselsäure zum Bariumoxyd besteht. Durch Überschuß von Bariumoxyd muß die Kieselsäure des Tons zu Barium-Metasilikat abgesättigt werden. An Stelle von Ton werden daher besser organische Zuschlagstoffe benutzt, die sich bei der Sinterung verflüchtigen.

2. Dielektrische Eigenschaften der Barium-Titanate

2.1 Temperaturabhängigkeit der DK bei kleinen Feldstärken ($< 10 \text{ V/cm}$)

Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit der DK und des Verlustfaktors $\text{tg } \delta$ von der Temperatur [5]. Auffallend ist das Maximum der DK von fast 10 000 bei 396°K (etwa 120°C). Da bei dieser Temperatur eine ähnliche Änderung der Eigenschaften des Dielektrikums wie bei der Curie-Temperatur eine Änderung der Eigenschaften ferromagnetischer Stoffe eintritt, wird diese Temperatur analog ebenfalls Curie-Temperatur genannt. Im folgenden sind deshalb des öfteren Vergleiche mit ferromagnetischen Stoffen herangezogen, da sich hierdurch viele Eigenschaften gut verstehen lassen und zum Teil sogar qualitative Abschätzungen verschiedener Faktoren möglich werden.

Um das Maximum der DK technisch ausnutzen zu können, müßte es im Bereich der Zimmertemperatur liegen. Wie bereits angedeutet, ist es durch Bildung von Mischkristallen möglich, die Maximumtemperatur zu verschieben. Zusatz von Bleioxyd ergibt eine höhere und Zusatz von Zirkondioxyd eine niedrigere Curie-Temperatur als das reine Barium-Metatitanat. Besonders ausgeprägt ist diese Verschiebung bei Barium-Strontium-Metatitanat. Mit wachsendem Anteil von Strontium-Metatitanat verschiebt sich das Maximum fast linear bis auf 0° K, wobei die DK betragsmäßig nahezu unverändert bleibt, wie Abb. 3 und 4 zeigen.

Oberhalb des Curie-Punktes T_c (also $T > T_c$) gilt für die DK eine dem Curie-Weißschen Gesetz für Ferromagnetika analoge Beziehung

$$\epsilon_r = \frac{A}{T - T_c} \tag{1}$$

A ist eine Konstante, die z. B. für BaTiO₃ ($T_c = 396^\circ\text{K}$), SrTiO₃ ($T_c = 0^\circ\text{K}$) und PbTiO₃ ($T_c = 800^\circ\text{K}$) etwa $1 \cdot 10^5$ ist. Setzt man für CaTiO₃ und für TiO₂ einen negativen Wert von T_c ein, so gilt das Gesetz auch für diese Stoffe. Mischkristalle aus ihnen folgen ebenfalls diesem Gesetz bei nahezu gleicher Größe der Konstante A [5]. Natürlich muß T wenigstens einige Grade größer als T_c sein, denn $T = T_c$ ergäbe ja eine DK von Unendlich.

Abb. 3 (rechts). DK in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Mischkristalle:
 1= 69 % BaTiO₃, 28 % SrTiO₃ + Beimischung
 2= 71 % " 29 % "
 3= 80 % " 20 % "
 4= 87,4% " 12,6% "
 5=100 % "
 6= 35 % " 65 % Bleizirkonat

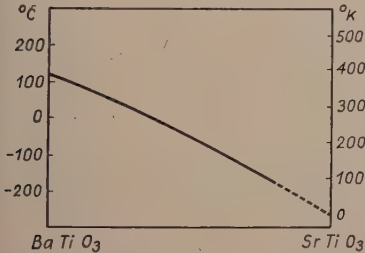
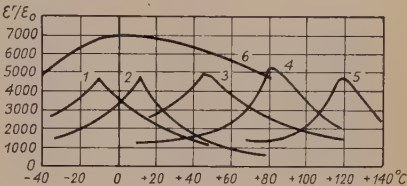
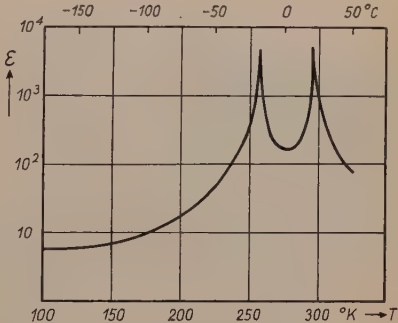


Abb. 4. Schematische Darstellung der Temperatur des DK-Maximums als Funktion des Mischungsverhältnisses BaTiO₃ und SrTiO₃ (nach [5])

Abb. 5 (rechts). Die DK von Seignettesalz in Abhängigkeit von der Temperatur (n. Hablützel [16])



Oberhalb des Curie-Punktes verhalten sich die Stoffe einigermaßen normal. Im Übergangsbereich und unterhalb der Curie-Temperatur ergeben sich jedoch einige besonders interessante Eigenschaften, die dem Verhalten ferromagnetischer Stoffe wiederum ähnlich sind. Man bezeichnet sie deshalb als „ferroelektrisch“ oder auch als „seignetteelektrisch“, da die gleichen Erscheinungen zuerst am Seignette- oder Rochelle-Salz beobachtet wurden.

2.2 Ferroelektrische Eigenschaften

Ferroelektrische Eigenschaften wurden zuerst um 1918 von Cady und Anderson am Seignettesalz (CH₄O₆NaK + 4H₂O) festgestellt, später aber auch an Lithium-Ammonium-Tartraten, als Salzen der Weinsäure, den primären Alkali-Phosphaten- und Arsenaten und schließlich an Barium-Titanat sowie einigen anderen Verbindungen be-

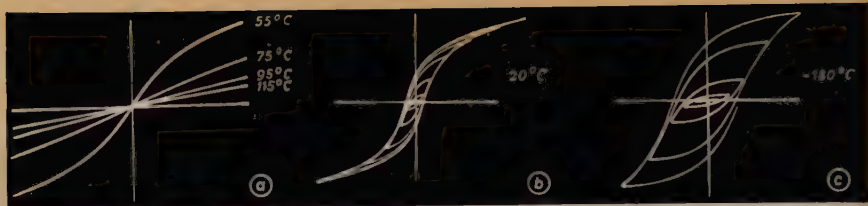


Abb. 6. Ladung eines Kondensators mit Mischdielektrikum aus (79% Ba, 21% Sr) TiO_3 in Abhängigkeit von der Wechsellspannung bei verschiedenen Temperaturen (nach Jonker und van Santen [5]).
a) oberhalb der Curie-Temperatur, b) bei $+20^\circ\text{C}$, c) bei -180°C

obachtet. Das Gebiet der Seignette- oder Ferroelektrizität wurde eingehend untersucht [13 ... 17]. Wegen der einfachen Kristallstruktur sind Barium-Titanate zum Studium dieses Effektes gut geeignet. Wie aus Abb. 5 hervorgeht, treten beim Seignettesalz zwei Maxima der DK — gegenüber nur einem Maximum bei den meisten anderen ferroelektrischen Stoffen — auf. Ähnlich wie die Ferromagnetika, haben auch die ferroelektrischen Stoffe in der Umgebung und unterhalb des Curie-Punktes besondere Eigenschaften, die durch Nichtlinearität, Hysterese und Remanenz gekennzeichnet sind.

Die Zusammenhänge lassen sich besonders gut an Oszillogrammen erkennen, die die Abhängigkeit der Polarisierung P (oder der Ladung Q) in einem Kondensator mit ferroelektrischem Dielektrikum wiedergeben. Abb. 6a ... c zeigen Oszillogramme eines Mischkristalles aus (79 % Ba, 21 % Sr) TiO_3 . Oberhalb der Curie-Temperatur (Kurven für 115° , 95° und 75°C) ergeben sich Geraden, die entsprechend dem Anwachsen der DK mit fallender Temperatur steiler werden. In der Nähe der Curie-Temperatur tritt Nichtlinearität und Sättigung ein. Allerdings wird die Sättigung nicht ganz erreicht, da sie oberhalb der Durchschlagsfeldstärke liegt.

Unterhalb 55°C (Abb. 6b und c) zeigen sich Hystereseschleifen wie bei ferromagnetischen Stoffen. Erwartungsgemäß steigen in diesem Gebiet die Verluste stark an (vergl. Abb. 2).

Die Schleifen werden mit abnehmender Temperatur immer breiter, d. h., die Koerzitivkraft wird immer größer. Diese kann schließlich so groß werden, daß die Schleife scheinbar verschwindet und in eine Gerade mit geringer Neigung überzugehen scheint. In Wirklichkeit entartet sie jedoch nur zu einer sehr flachen Schleife, bei der die Feldstärke nicht mehr ausreicht, um die Koerzitivkraft zu überwinden [18 ... 20]. Beim Seignettesalz tritt Hysterese nur im Bereich zwischen den beiden Maxima auf.

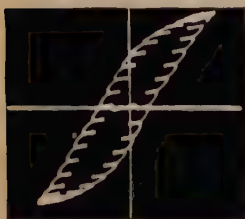


Abb. 7. Sichtbarmachung der reversiblen DK durch Überlagerung einer kleinen Wechsellspannung höherer Frequenz bei der Aufnahme der Hystereseschleife (nach [5])

Die reversible DK ist, wie Abb. 7 zeigt (gleicher Stoff wie in Abb. 6), etwa gleich der DK im Ursprung, also vom Arbeitspunkt nahezu unabhängig.

2.3 Piezoelektrische Eigenschaften

Das Gebiet unterhalb der Curie-Temperatur ist bei Barium-Titanaten noch besonders interessant wegen des hier auftretenden, starken piezoelektrischen Effekts [21], der diese Stoffe sowohl für Anwendungen in Siebschaltungen als auch für elektromechanische Wandler sehr geeignet macht.

Barium-Titanat-Einkristalle haben einen etwa zehnmal so großen Piezomodul (Ladungsmenge je Druckeinheit) wie Seignettesalz. Die Stoffe der Praxis sind jedoch polykristalline Mischkristalle, bei denen der Piezomodul erwartungsgemäß geringer, jedoch immer noch in der Größenordnung desjenigen von Seignettesalz liegt. Er ist also wesentlich größer als bei Quarz. Die piezoelektrischen Eigenschaften treten bei Polarisierung, d. h. nach Anlegen großer Gleichspannungen bei Curie-Temperatur, auf. Die Feldstärke muß einige

1000 V/mm betragen, und die Betriebstemperatur muß unterhalb des Curie-Punktes liegen. Der piezoelektrische Effekt wird also erst induziert und läßt sich sinngemäß auch wieder entfernen.

2.4 Feldstärkeabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante

Nimmt man die Neukurve der Polarisation eines Barium-Titanates in der Nähe des Curie-Punktes auf, so ergibt sich gemäß Abb. 8, daß die Anfangsneigung etwa so groß wie die Neigung bei den höchsten Spannungen ist. Zur Polarisation tragen also zwei Teile bei, von denen der eine linear, der andere nichtlinear mit der Feldstärke anwächst und bei einer bestimmten Feldstärke gesättigt ist. Der nichtlineare Teil bewirkt mit zunehmender Amplitude der angelegten Spannung zunächst ein starkes Anwachsen der DK, die dann langsam wieder auf einen Wert von der Größenordnung der Anfangs-DK absinkt (Abb. 9).

Die DK als Funktion der Feldstärke ist aber auch noch temperaturabhängig. Während Abb. 2 für niedrige Feldstärken (< 10 V/cm) gilt, sind in Abb. 10 einige Kurven für ein Mischdielektrikum aus (55 % Ba, 45 % Sr) TiO_3 bei verschiedenen Feldstärken wieder-

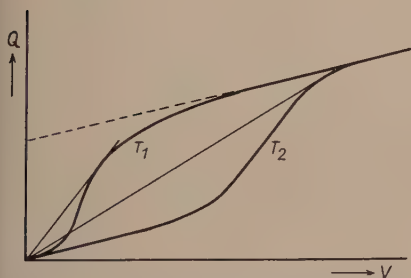


Abb. 8. Neukurve der Polarisation eines BaTiO_3 -Dielektrikums bei zwei verschiedenen Temperaturen (T_1 größer als T_2)

Abb. 9 (rechts oben). Die DK als Funktion der Wechsellspannungsamplitude eines Mischkristalls (87,5% Ba, 12,5% Sr) TiO_3 bei $T = 20^\circ\text{C}$ (nach Jonker und van Santen [5])

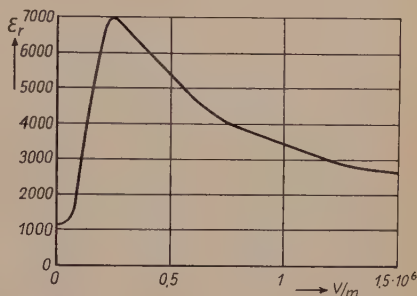
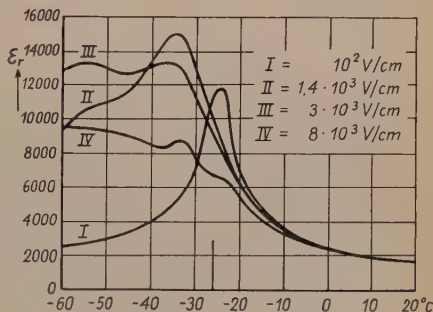


Abb. 10 (rechts). Die DK als Funktion der Temperatur bei verschiedenen Feldstärken für einen Mischkristall (55% Ba, 45% Sr) TiO_3 (nach Jonker und van Santen [5])



gegeben. Das Maximum der DK verschiebt sich bei höheren Feldstärken nach niedrigeren Temperaturen. Dies läßt sich auch aus Abb. 8 ableiten. Die Neukurve verläuft bei der niedrigeren Temperatur T_2 zunächst wesentlich länger flach. Der nichtlineare Beitrag, der die höhere DK bewirkt, setzt also bei der höheren Temperatur eher, d. h. schon bei niedrigerer Feldstärke, ein als bei T_2 , so daß bei der höheren Temperatur das Maximum bei einer kleineren Feldstärke auftritt als bei der niedrigen Temperatur.

2.5 Verlustfaktor

Aus Abb. 2 ist ein starkes Anwachsen des Verlustfaktors wenig unterhalb der Curie-Temperatur zu ersehen (Hysteresis). Oberhalb des Curiepunktes nimmt $\text{tg } \delta$ schnell ab, so daß bei einer DK von einigen 1000 ein $\text{tg } \delta$ von der Größenordnung $100 \cdot 10^{-4}$ erreicht wird, was für zahlreiche Anwendungen als Kondensatorwerkstoff ausreichend niedrig ist. Auch geeignete Beimischungen tragen zur Verringerung des Verlustfaktors bei.

Die Verluste sind außer von der Temperatur auch von der Frequenz abhängig, wie Abb. 11 zeigt. Ähnlich wie bei den Ferromagnetika, erfolgt die Polarisation in sogenannten Barkhausen-Sprüngen, d. h. in aufeinanderfolgenden Sprüngen, in denen sich die Dipolbereiche im Feld orientieren. Bei den Ferromagnetika sinkt mit steigender Frequenz die Permeabilität, da zur Orientierung der Bezirke eine endliche Zeit benötigt wird. Ebenso sinkt die DK bei ferroelektrischen Stoffen mit steigender Frequenz. Nach Erreichen der Relaxationsfrequenz können die Dipolbereiche den Feldschwankungen nicht mehr folgen, wodurch die DK zurückgeht und $\operatorname{tg} \delta$ anwächst. Das kritische Gebiet beginnt allerdings erst oberhalb 100 MHz.

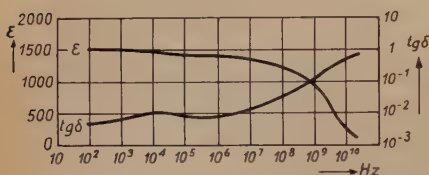


Abb. 11. Dielektrizitätskonstante ϵ und Verlustfaktor $\operatorname{tg} \delta$ von Bariumtitanatkeramik als Funktion der Frequenz bei 25 °C (nach v. Hippel [17])

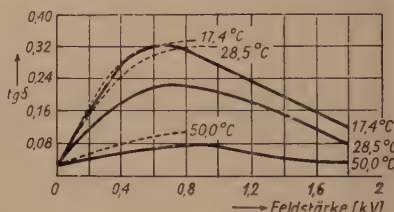


Abb. 12. Feldstärkeabhängigkeit des Verlustfaktors bei verschiedenen Temperaturen (nach v. Hippel und Mitarbeitern [1], gestrichelte Kurven berechnet von Kornetzki [22])

Da die DK sowohl von der Feldstärke als auch von der Temperatur abhängig ist, ist eine ähnliche Beziehung für den Verlustfaktor zu erwarten. Abb. 12 zeigt die Zusammenhänge, wobei $\operatorname{tg} \delta$ als Funktion der Feldstärke bei verschiedenen Temperaturen aufgetragen ist. Es lag nahe, diese Werte durch Anwendung des Rayleigh'schen Gesetzes auf die Hysteresekurven zu berechnen [22]. Die Übereinstimmung ist befriedigend, solange auch die Breite der Hystereseschleife mit dem Rayleigh-Gesetz übereinstimmt.

2.6 Erklärung der dielektrischen Eigenschaften der Barium-Titanate

Die Dielektrika lassen sich in drei Gruppen einteilen [23]:

a. Dielektrika, bei denen nur Verschiebungspolarisation auftritt, d. h., die durch ein äußeres Feld verursachte Verschiebung der Elektronen oder Ionen oder beider zusammen gegeneinander bewirken ein von der Temperatur weitgehend unabhängiges Dipolmoment, das der Feldstärke proportional ist (Festkörper).

b. Dielektrika, die selbst elektrische Dipole enthalten, die durch äußere Felder mehr oder weniger ausgerichtet werden, also eine Orientierungspolarisation aufweisen. Da die Temperatur dieser Polarisation entgegenwirkt, ist der TK dann negativ (Gase und Flüssigkeiten).

c. Dielektrika, die eine bei einer gewissen Temperatur von selbst auftretende spontane Polarisation aufweisen, eine anormal hohe DK und einen großen Verlustfaktor besitzen, die beide sehr temperaturabhängig sind. Zu dieser Gruppe gehören die Barium-Titanate. Zur Erklärung des besonderen Verhaltens dieser Dielektrika werden zweckmäßig Vergleiche mit dem Verhalten ferromagnetischer Stoffe herangezogen.

Die magnetischen Eigenschaften eines Stoffes werden durch die Spin- oder Bahnmomente bestimmt, die sich aus der Rotation der Elektronen in den Atomen ergeben. Bei paramagnetischen Stoffen werden diese Bahnmomente nur ausgerichtet; dieser Vorgang ist reversibel. Bei ferromagnetischen Stoffen liegen diese Bahnmomente parallel (spontane Magnetisierung). Es ist aber zunächst kein äußeres magnetisches Moment vorhanden, da die Momente in Bezirke (Weiss'sche Bezirke) in alle möglichen Richtungen aufgeteilt sind und sich so nach außen hin aufheben. Durch ein äußeres Feld wird entweder die Magnetisierung dieser Bezirke verschoben, oder es verschieben sich die Trennwände

(Blochsche Wände) zwischen den Bezirken. Dieser Vorgang ist nicht reversibel, bedingt daher Nichtlinearität. Die Verschiebung erfolgt nicht stetig, sondern in Sprüngen (Barkhausen-Sprünge).

Ferroelektrische Stoffe zeigen ein ähnliches Verhalten. Durch die spontane Polarisation entstehen Bezirke (Domänen) mit elektrischen Dipolen. Allerdings sind diese Dipole nicht durch die Elektronen im Atom, sondern durch die Anordnung der Ionen im Kristall bedingt. Durch ein äußeres elektrisches Feld werden die einzelnen Bezirke gedreht, oder es werden die Wände zwischen den Bezirken verschoben. Wegen dieser Analogie bestehen zahlreiche, z. T. qualitative Übereinstimmungen mit den Vorgängen in ferromagnetischen Stoffen [22, 24 ... 28].

Die hohe DK von Barium-Titanaten und ihre Temperaturabhängigkeit lassen sich aus dem molekularen und Kristallgitter-Aufbau erklären. Oberhalb der Curie-Temperatur ist die Kristallstruktur kubisch. Im Kristallgitter sind molekulare elektrische Dipole vorhanden, deren thermische Energie groß gegenüber der Energie ihrer Wechselwirkung ist, so daß keine Vorzugsrichtungen vorhanden sind. Mit sinkender Temperatur — in der Nähe des Curie-Punktes — nimmt die thermische Energie ab, und es erfolgt eine stärkere Kopplung der mit den Dipolmomenten verbundenen inneren Felder. Die DK steigt — wie bereits erwähnt — nach dem Curie-Weiss'schen Gesetz an.

Bei der Curie-Temperatur überwiegt die innere Kopplung gegenüber der thermischen Energie. Die Dipole stellen sich ohne äußeres Feld in bestimmten Bereichen (Domänen) zusammen. Diese spontane Polarisation ruft starke innere Felder hervor, die zu einer Deformation des Kristallgitters führen. Dieses wird von der kubischen zur tetragonalen Form verzerrt³⁾. Bei weiter sinkender Temperatur wird die thermische Energie der Dipole immer geringer, so daß bald eine Sättigung erreicht wird. Wegen der statistischen Verteilung der spontan polarisierten Bereiche tritt nach außen — wie bei den ferromagnetischen Stoffen — kein elektrisches Moment auf.

In der Nähe des Curie-Punktes werden durch schwache äußere Felder die spontan polarisierten Bereiche gerichtet, und günstig orientierte Bereiche wachsen auf Kosten solcher, die ungünstig orientiert sind. Dies bedingt die gleichen Erscheinungen wie analog bei den Ferromagnetika, nämlich hohe DK, Nichtlinearität, Hysterese und Sättigung. Mit abnehmender Temperatur wächst die spontane Polarisation und damit die Koerzitivkraft. Die Beweglichkeit der Trennwände nimmt also ab. Die Polarisation „friert ein“. Mit abnehmender Temperatur ist daher ein Abfall der DK verbunden. Auch die Feldstärkeabhängigkeit des Maximums der DK findet so ihre Erklärung. Wie Abb. 10 zeigt, wird das Maximum mit steigender Feldstärke breiter und verschiebt sich etwas nach niedrigeren Temperaturen.

Die Ausrichtung der Bezirke oder die Volumenpolarisation bleibt infolge der Remanenz bestehen, so daß sich ein „Elektret“ bildet. Dies ist jedoch nicht sehr lange der Fall, weil die längs der Oberfläche fließenden Ladungen das innere Feld kompensieren. Innen bleibt der Polarisationszustand jedoch bestehen, so daß ein induzierter piezoelektrischer Effekt auftritt [29]. Ganz allgemein ist ja das Auftreten des piezoelektrischen Effekts an gewisse Unsymmetrien des Kristallgitteraufbaues gebunden, die bei Barium-Titanaten bei der Curie-Temperatur wegen der tetragonalen Verzerrung des kubischen Kristallgitters hinreichend gegeben ist. Da diese Verzerrung oberhalb der Curie-Temperatur nicht besteht, verschwindet der Piezoeffekt dort im Gegensatz zu Seignettesalz, das auch oberhalb der Curie-Temperatur noch piezoelektrisch aktiv ist, da die Kristallstruktur auch dort noch unsymmetrisch ist.

Daß gerade Barium-Titanate eine so anomal hohe DK besitzen müssen, läßt sich aus den Abständen der Ionen im Kristallgitter qualitativ berechnen [5, 30, 31]. Danach verfügt das Ti-Ion bei bestimmten Temperaturen über einen relativ großen Raum im Kristall. Es kann also leichter verschoben werden und damit einen größeren Beitrag zum Dipolmoment liefern als bei den anderen Titanaten.

³⁾ Über den Charakter der Umwandlung von BaTiO_3 von der kubischen in die tetragonale Modifikation bestehen keine einheitlichen Anschauungen [43, 44, 45], was jedoch für das Verständnis der geschilderten Vorgänge nicht ausschlaggebend ist.

3. Anwendungen

3.1 Barium-Titanate als Kondensatorwerkstoffe

Die hohe DK macht die Barium-Titanate besonders geeignet zur Verringerung der Abmessungen der Kondensatoren, ähnlich wie mit ferromagnetischen Stoffen die Abmessungen von Spulen verkleinert werden. Hinderlich sind Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit der DK und die hohen Verluste bei großen DK-Werten. Kondensatoren mit barium-titanathaltigen Dielektrika kommen daher vorwiegend als Überbrückungs- und Kopplungskondensatoren in Frage, sofern Verluste und Kapazitätsschwankungen (in gewissen Grenzen) nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Die Temperaturabhängigkeit der DK hat etwa den Verlauf der Resonanzkurve eines Schwingkreises (Abb. 13). Je höher die DK, desto schmaler ist der sie hervorrufoende Temperaturbereich. Durch Beimischung anderer anorganischer Oxyde oder Oxydverbindungen kann man — wie bereits erwähnt — das Maximum der DK beeinflussen. Für die praktische Anwendung müssen solche Beimischungen gewählt werden, die das Maximum der DK in den Bereich der Zimmertemperatur verschieben (z. B. SrTiO_3), aber auch solche, die das Maximum — wenn auch auf Kosten der DK — für einen möglichst großen Arbeitsbereich erweitern. Als Grenze des Arbeitsbereiches kann man die Temperatur ansehen, bei der die DK auf den Wert von $1/\sqrt{2}$ ihres Betrages bei Zimmertemperatur abgesunken ist. Die Mischdielektrika müssen also derart zusammengesetzt sein, daß der Arbeitspunkt möglichst etwas über dem Curie-Punkt liegt, zumal kurz unterhalb der Curie-Temperatur die Verluste, insbesondere durch Hysterese (s. auch Abb. 2 und 6), stark ansteigen, und die ferroelektrischen und piezoelektrischen Eigenschaften dort störend in Erscheinung treten.

Stoffe der Praxis besitzen einen um so kleineren (Temperatur-) Arbeitsbereich je höher die DK ist. Es wurden daher Werkstoffe mit verschiedenen Temperaturbereichen entwickelt, z. B. solche mit einer DK um 8000 bei einem Arbeitsbereich von 30°C , z. B. von $10^\circ \dots 40^\circ\text{C}$, wie sie für Kondensatoren für kleinsten Raumbedarf (Schwerhörigen-

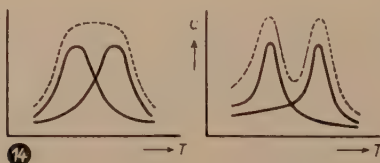
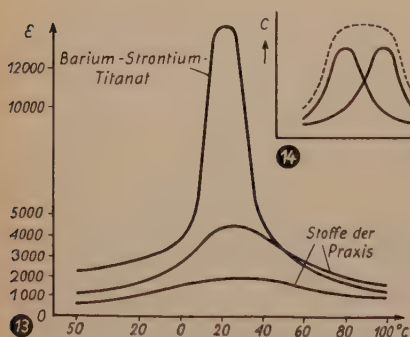


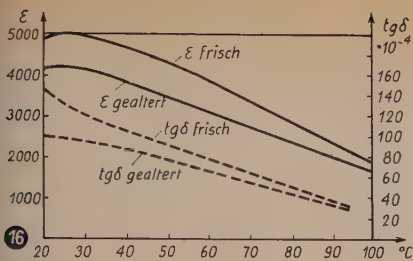
Abb. 13. Temperaturabhängigkeit der DK von Mischdielektrika nach [7] u. [1]

Abb. 14. Parallelschaltung von Kondensatoren mit Maximal-DK bei verschiedenen Temperaturen (n. Jonker u. van Santen [5])

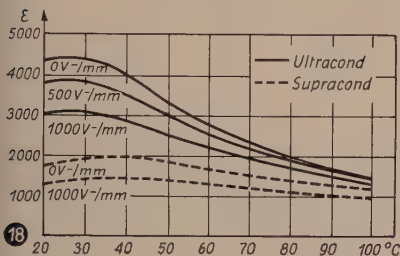
Abb. 15. Aufbau eines Röhrchens zur Herstellung eines Kondensators nach Abb. 14

geräte) benötigt werden. Bei einer weiteren Gruppe liegt die DK um 4000 bis 5000 und der Temperaturbereich bei etwa 50°C , z. B. von $5 \dots 55^\circ\text{C}$. Solche Kondensatoren kommen für elektronische Geräte in Frage, die in geschlossenen Räumen betrieben werden. Eine dritte Gruppe besitzt eine DK um 2000 und den relativ großen Temperaturbereich von etwa 90°C , z. B. von $-5 \dots +85^\circ\text{C}$. Diese Kondensatoren eignen sich für Geräte, die Klimaeinwirkungen, wie beispielsweise in den Tropen, ausgesetzt sind.

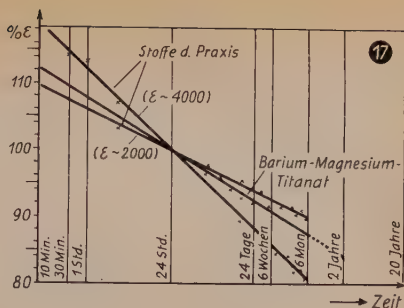
Bei den für Kondensatoren verwendbaren Werkstoffen liegt der Verlustfaktor in der Größenordnung $100 \cdot 10^{-4}$ und bleibt ebenso wie die DK bis in die Größenordnung von 100 MHz unverändert (Abb. 11). Die Isolationswiderstände solcher Kondensatoren liegen in der Größenordnung 10^9 Ohm. Die Durchschlagsfestigkeit läßt sich bei der zweiten



16



18



17

Abb. 16. Die DK als Funktion der Temperatur bei frischen und gealterten Stoffproben (nach Soyck [7])

Abb. 17. Alterung verschiedener Barium-Titanate bei Zimmertemperatur (nach Soyck [7])

Abb. 18. Feldstärkeabhängigkeit und Temperaturgang der Werkstoffe Ultracond und Supracond

und dritten Gruppe größer als 20 kV/cm für Wechselspannung machen. Kondensatoren aus Stoffen mit sehr hoher DK kommen zum Betrieb bei derartigen Feldstärken nicht in Betracht.

Außer der Bildung von Mischdielektriken mit geeigneten Temperaturbereichen gibt es noch eine andere Möglichkeit, das Maximum der DK zu verschieben und gleichzeitig zu verbreitern, indem man Kondensatoren aus Mischdielektriken mit Maxima bei verschiedenen Temperaturen parallel schaltet [5], wie Abb. 14 und 15 veranschaulichen. Dabei werden die Röhren, die als Dielektrikum dienen, gemäß Abb. 15 aus verschiedenen Massen zusammengesetzt; sie geben zusammen den gewünschten Temperaturbereich.

Bei barium-titanathaltigen Dielektriken tritt eine Alterung auf [7]. Da diese bei den verschiedenen Veröffentlichungen oft nicht berücksichtigt wird, ergeben sich unterschiedliche Angaben im Schrifttum. Im allgemeinen vermindern sich im Laufe der Zeit sowohl die DK als auch der Verlustfaktor. Erwartungsgemäß ist diese Alterung bei der Curie-Temperatur am größten. Abb. 16 zeigt DK und Verlustfaktor von frischen und gealterten Stücken als Funktion der Temperatur. Dabei „erholt“ sich der Stoff, wenn er Temperaturen oberhalb des Curie-Punktes ausgesetzt wird. Die Alterung wiederholt sich dann gewissermaßen von einer einmal durchschrittenen Stufe aus nochmals.

Innerhalb der ersten Wochen erfolgt die Alterung logarithmisch mit der Zeit. Danach sind die Änderungen nur noch gering. Abb. 17 gibt einen anschaulichen Überblick über die Alterung einiger Stoffe, wobei als Bezugspunkt (100 %) die Alterung nach 24 Stunden gewählt wurde. Die DK verringert sich also in den ersten Wochen um 10 ... 20 %.

Für die praktische Verwendung spielt auch die Feldstärkeabhängigkeit der DK eine bedeutende Rolle. Man ist bestrebt, diese möglichst niedrig zu halten. Das ist ein weiterer Grund, den Arbeitspunkt oberhalb der Curie-Temperatur zu legen. Wie Abb. 18 zeigt, bleibt die Feldstärkeabhängigkeit bei praktischen Stoffen in erträglichen Grenzen.

Die Feldstärkeabhängigkeit macht sich bei Röhrenkondensatoren noch insofern besonders bemerkbar, als bei diesen die Feldstärke am Innenrand größer als am Außenrand ist. Als Folge der höheren Feldstärke nimmt dann die DK nach innen ab, so daß sich bei gleicher Spannung Schichten mit verschiedener DK bilden. Es ergibt sich die Tatsache, daß die Kapazität solcher Kondensatoren mit der Dicke weniger abnimmt als bei einem feldstärkeunabhängigen Dielektrikum, da bei größeren Dicken die Feldstärke bei den inneren Schichten zurückgeht, so daß die DK in diesen Schichten wieder anwächst [7].

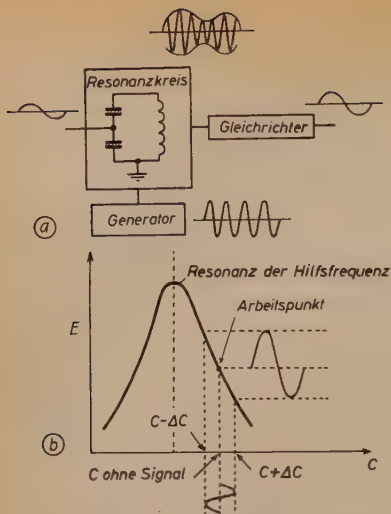


Abb. 19. Prinzip des dielektrischen Verstärkers

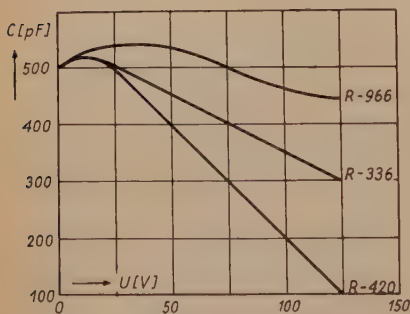


Abb. 20. Spannungsabhängigkeit einiger Barium-Titanate für dielektrische Verstärker (nach [37])

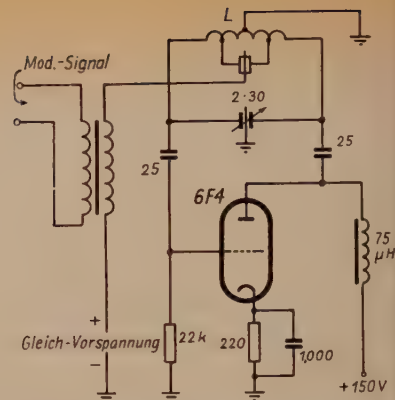


Abb. 21. Schaltung eines frequenzmodulierten Oszillators m. Barium-Titanat-Modulator (n. [41])

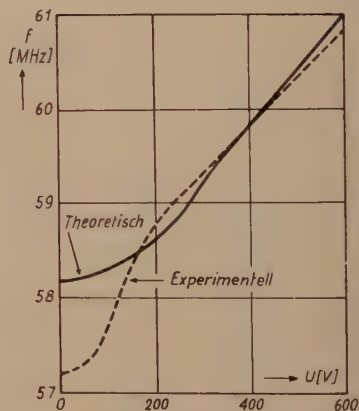


Abb. 22. Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Modulationsspannung (Schaltung Abb. 21)

Durch die hohe DK wird die Entstehung von Glimmentladungen begünstigt. Bei den üblichen Röhren von 0,4 oder 0,5 mm Dicke treten diese vor allem bei Wechselspannungen viel eher auf als bei Kondensatoren mit einem Dielektrikum niedriger DK. Bei Röhren aus Stoffen mit einer DK um 4000 und einer Dicke von 0,5 mm setzt die Glimmentladung schon bei etwa 350 V ~ ein, bei einer DK um 2000 erst bei 700 V ~. Durch geeignete Maßnahmen beim Aufbringen der Belegungen kann man diese Spannung heraufsetzen [7].

3.2 Barium-Titanate als elektromechanische Wandler

Die Anwendung von Barium-Titanaten für elektromechanische Wandler gewinnt steigende Bedeutung. So können sie in Tonabnehmern und Mikrofonen [21, 32], als Ultraschall-Sender und -Empfänger [33] und zu zahlreichen Spezialzwecken, wie Verzögerungsleitungen [34], Beschleunigungsmesser [35] usw. benutzt werden, ohne daß hiermit die Anwendungsmöglichkeiten erschöpft wären.

Es wurden bereits die höheren Piezomoduln als beim Quarz hervorgehoben. Ein weiterer Vorteil besteht in der leichten Formbarkeit, so daß man nicht an bestimmte kristallografische Richtungen gebunden ist. Es lassen sich auch unregelmäßig geformte Körper, wie Kugelschalen oder Zylinder mit halbkugelförmigem Boden herstellen, wie sie zur Ultraschallbehandlung von Flüssigkeiten benötigt werden. Allerdings ist die Belastbarkeit etwas geringer als bei Quarzplatten (etwa 3 W/cm^2 gegenüber 10 W/cm^2 bei Quarz), da wegen der Erwärmung bei höheren Spannungen (pyroelektrischer Effekt) leicht die Curie-Temperatur überschritten wird, bei der bekanntlich die Piezoaktivität verschwindet. Für Tonabnehmer, Mikrofone usw. wurde bisher vornehmlich Seignette-Salz benutzt, das hygroskopisch und deshalb wenig beständig ist. Barium-Titanat bietet hier Vorteile. Hierfür geeignete Barium-Titanat-Bieger bestehen beispielsweise aus zwei $0,25 \text{ mm}$ starken Plättchen, die sich an den aufgebrannten Metallbelägen verlöten lassen [21].

3.3 Barium-Titanate als dielektrische Verstärker und Modulatoren

Noch wenig erschlossen ist die Ausnutzung der Feldstärkeabhängigkeit der DK in dielektrischen Verstärkern [36 ... 40], Modulatoren [41] und Speicheranordnungen [42].

Das Prinzip eines dielektrischen Verstärkers zeigt Abb. 19. Der spannungsabhängige Kondensator liegt in einem Schwingkreis, der mit Hochfrequenz gespeist wird. Der Kreis ist auf eine der Flanken der Resonanzkurve eingestellt. Durch Anlegen der Niederfrequenzspannung verschiebt sich der Arbeitspunkt auf der Resonanzkurvenflanke, wodurch die am Kreis liegende HF-Spannung amplitudenmoduliert wird. Die amplitudenmodulierte HF wird gleichgerichtet und kann weiteren, gleichartig aufgebauten Stufen zugeführt werden. Wenn geeignete Materialien mit großer Spannungsabhängigkeit zur Verfügung stehen (Abb. 20), wird eine mehr als 30fache Leistungsverstärkung in einer Stufe erreicht [37].

Wegen der hohen DK kommt man bei Kondensatoren mit Kapazitätswerten um 100 pF und darunter zu winzigen Ausführungen, die schwer herzustellen und zu verarbeiten sind. Da die höchste Spannungsabhängigkeit in der Umgebung des Curie-Punktes besteht, ist nicht nur der Verlustfaktor beträchtlich, sondern auch die Temperaturabhängigkeit macht sich sehr störend bemerkbar. Die Forderung großer Spannungsabhängigkeit bei kleinen Verlusten und geringer Temperaturabhängigkeit ist also nur schwer zu erfüllen. Durch Einbringen der Kondensatoren in Thermostaten sind Temperatureinflüsse weitgehend zu beseitigen. Auch eine elektrische Nachstimmung der Hilfsfrequenz in Abhängigkeit von der Temperatur ist grundsätzlich möglich.

Bei Frequenzmodulatoren [41] treten ähnliche Probleme auf. Hierbei ist noch von Bedeutung, daß eine hohe anliegende Wechselspannung zu einer unzulässigen Erwärmung des Kondensators führen kann, wodurch der Arbeitspunkt verlagert und eine Verstimmung hervorgerufen wird. Daher koppelt man möglichst lose an, indem gemäß Abb. 21 ein aus zwei Teilen zusammengesetzter Kondensator so geschaltet wird, daß die beiden Teile für die Oszillatorspannungen in Serie, für die Modulationsspannung jedoch parallel geschaltet sind. Wegen der Einfachheit der Anordnung bieten solche FM-Modulatoren vor allem bei höheren Frequenzen (über 50 MHz) Vorteile, wenn die üblichen Schaltungen mit Blindröhren versagen. Ein Modulationsgrad von etwa 2% , wie er für zahlreiche Anwendungen (z. B. bewegliche Funkdienste) ausreicht, ist unschwer zu erreichen. Abb. 22 zeigt die Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Modulationsspannung für die Schaltung nach Abb. 21.

Zusammenfassung

Es werden die dielektrischen Eigenschaften von Barium-Titanaten und Mischdielektriken beschrieben, soweit sie für Anwendungen im Hoch- und Niederfrequenzgebiet von Bedeutung sind. Dabei spielen die Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit der DK und des Verlustfaktors eine große Rolle. Ferner werden die ferroelektrischen und piezoelektrischen Eigenschaften der Stoffe behandelt und Vergleiche mit dem analogen Verhalten ferromagnetischer Stoffe oberhalb und unterhalb des Curie-Punktes angestellt. Das besondere Verhalten der Barium-Titanate ist aus dem molekularen und Kristallgitteraufbau

zu erklären. Schließlich wird auf die technischen Anwendungen der mannigfaltigen Eigenschaften der Barium-Titanate beim Bau von Kondensatoren, elektromechanischen Wandlern und dielektrischen Verstärkern und Modulatoren hingewiesen.

*

Bariumtitanathaltige Dielektriken werden u. a. von den Firmen *Stemag, Stettner, Rosenthal, NSF, Philips* und *Siemens* hergestellt. Der Verfasser dankt diesen Firmen für die Unterstützung bei der Zusammenstellung des sehr umfangreichen Materials.

Schrifttum

- [1] A. v. Hippel, R. G. Breckenridge, F. G. Chesley u. L. Tisza: Ind. Eng. Chem. Bd. 38 [1946], S. 1097 ... 1109.
- [2] E. N. Bunting, G. R. Shelton u. A. S. Creamer: J. Res. Nat. Bur. Standards Bd. 38 [1947], S. 337 ... 449, Bd. 41 [1948], S. 17 ... 25 u. Bd. 43 [1949], S. 237 ... 244.
- [3] E. Albers-Schönberg u. W. Soyck: Ann. Radioélectr. Bd. 3 [1948], S. 290 ... 292.
- [4] A. v. Hippel: Rev. Mod. Physics Bd. 22 [1950], S. 221 ... 236.
- [5] G. H. Jonker u. J. H. van Santen: Philips' Techn. Rdsch. Bd. 11 [Dez. 1949], S. 175 ... 185.
- [6] W. Rath: Ber. der deutsch. keram. Ges. Bd. 28 [1951], S. 177 ... 193.
- [7] W. Soyck: Sonderdr. üb. Vortrag v. 5. 6. 1953 beim SMVT u. SEV, Zürich.
- [8] B. Wul: Nature Bd. 156 [1945], S. 480.
- [9] W. Jackson u. W. Reddish: Nature Bd. 156 [1945], S. 717.
- [10] E. Wainer: Trans. Electrochem. Soc. Bd. 89 [1946], S. 331 ... 356.
- [11] J. W. Verwey u. R. R. Bügel: Philips' Techn. Rdsch. Bd. 10 [Aug. 1949], S. 232 ... 239.
- [12] H. D. Megaw: Proc. Phys. Soc. Bd. 58 [1946], S. 133 ... 152.
- [13] H. Baumgartner, F. Jona u. W. Känzig: Erg. d. exakten Naturw. Bd. 23 [1950], S. 235 ... 282.
- [14] W. G. Cady: "Piezoelectricity", New York [1946], S. 510 ... 666.
- [15] W. P. Mason: Piezoelectric Crystals and their Application to Ultrasonics, New York [1950], S. 234 ... 309.
- [16] J. Hablützel: Helvet. Phys. Acta Bd. 12 [1939], S. 489.
- [17] A. v. Hippel: Z. Phys. Bd. 133 [1952], S. 158 ... 173.
- [18] G. Busch: Helvet. Phys. Acta Bd. 11 [1938], S. 269.
- [19] B. Zwicker u. P. Scherrer: Helvet. Phys. Acta Bd. 17 [1944], S. 346.
- [20] E. Bradford: B.S. Thesis MIT [1934], Massachusetts, USA (Dissertation).
- [21] Macek: Frequenz Bd. 3 [1949], S. 84.
- [22] M. Kornetzki: Z. angew. Phys. Bd. 2 [1950], S. 446 ... 448.
- [23] F. Spitzer: ETZ-A Bd. 75 [1954], S. 76 ... 81.
- [24] M. Kornetzki: Frequenz Bd. 7 [1953], S. 121 ... 127.
- [25] M. Kornetzki: Z. Phys. Bd. 128 [1950], S. 605 ... 613.
- [26] H. Blattner, W. Känzig, W. Merz u. H. Sutter: Helvet. Phys. Acta Bd. 21 [1948], S. 207 u. Bd. 22 [1949], S. 59.
- [27] K. Hauser: Z. angew. Phys. Bd. 1 [1949], S. 289 ... 294.
- [28] H. Sachse: Z. angew. Phys. Bd. 1 [1949], S. 473.
- [29] B. J. C. B. Missel: Philips' Techn. Rdsch. Bd. 11 [Nov. 1949], S. 145 ... 150.
- [30] G. H. Jonker u. J. H. van Santen: Science Bd. 109 [1949], S. 632 ... 635.
- [31] J. H. van Santen u. W. Opechowski: Physica Bd. 14 [1948], S. 545 ... 552.
- [32] H. I. Oshry u. J. Minkowski: Sonderdruck, Ref. in Electronics Bd. 26 [1953], S. 230.
- [33] H. Jaffe: Ind. Eng. Chem. Bd. 42 [1940], S. 264.
- [34] L. M. Orman u. L. G. Callahan: Electronics Bd. 24 [1951] H. 12, S. 224, 228, 232, 236, 240 u. 244.
- [35] Barium Titanate Accelerometer. Electronics Bd. 24 [1951] H. 10, S. 274 ... 275.
- [36] A. M. Vincent: Electronics Bd. 24 [1951] H. 12, S. 84.
- [37] S. Shaw u. J. L. Jenkins: Electronics Bd. 26 [1953] H. 10, S. 166 ... 167.
- [38] H. L. Donley: RCA-Review Bd. 9 [1948], H. 6.
- [39] A. J. Dranetz, G. N. Howatt u. J. W. Crownower: Tele-Tech. [1949] H. 6.
- [40] Glenco-Corporation: Final Report Nr. W 36-039-Sc 44 606, 15. 8. 1950.
- [41] M. Apstein u. H. H. Wieder: Electronics Bd. 26 [1953] H. 10, S. 190 ... 192.
- [42] J. R. Anderson: Electr. Engg. Bd. 71 [1952], S. 916 ... 922.
- [43] Devonshire: Phil. Mag. [7] 40 [1949], S. 1040.
- [44] W. Heywang: Siemens Entw. Ber. Bd. 15 [1952], S. 87.
- [45] W. Känzig u. Maikoff: Helvet. Phys. Acta Bd. 24 [1951], S. 343.

PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Buchstaben bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): *Klasse, Unterklasse, Gruppe, Untergruppe, Aktenzeichen;*
(bei Patent-Erteilungen): *Klasse, Unterklasse, Gruppe, Untergruppe, Patentrollennummer, Aktenzeichen*

zweiten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): links — *Anmeldetag*, rechts — *Bekanntmachungstag*;
(bei Patent-Erteilungen): *Beginn der Dauer des Patentes*

dritten Zeile (bei Patent-Anmeldungen und -Erteilungen mit ausländischer Priorität: *Tag der Voranmeldung*

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): In der Klammer bedeuten T. mit entsprechender Ziffer die Anzahl der Textseiten (Beschreibung und Ansprüche) der Ausgestützte und Z. mit entsprechender Ziffer die Blattzahl der Zeichnungen im DIN-A-4-Format

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht die der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt.

Patent-Anmeldungen

- 21a², 16/01. M 6266
7. 11. 40 12. 8. 54
Dipl.-Ing. F. Oswald, Frankfurt/M.; „Lautsprecheranlage“ (T. 3; Z. 1)
- 21a⁴, 9/01. B 4892
31. 12. 42 12. 8. 54
Pintsch Bamag AG; „Elektronenröhrenanordng. z. Anfachen ultrahochfrequent. elektrisch. Schwingg., insb. d. Dezimeterod. Zentimeterwellenlängengebietes“ (T. 7; Z. 1)
- 21a⁴, 29/01. R 10 044
13. 10. 52 12. 8. 54
Rohde & Schwarz; „Verf. z. Betrieb eines Empfäng. f. amplitudenmodul. Zweiseitenband-sendg.“ (T. 5; Z. 1)
- 21a⁴, 29/01. S 30 605
10. 10. 52 12. 8. 54
Siemens & Halske AG; „Schaltungsanordng. f. Abstimm-anzeigeröhren, insb. in Rundfunk- u. FS-Empfängern“ (T. 7; Z. 1)
- 21a⁴, 68. S 29 818
18. 8. 52 12. 8. 54
Siemens & Halske AG; „Spule m. hochpermeablem Kern m. scherend. Luftspalt“ (T. 7; Z. 1)
- 21a⁴, 74. P 4081
15. 9. 36 12. 8. 54
Pintsch Bamag AG; „Kopplg. einer Energieleitg. f. ultrakurze Wellen m. einem Hohlrohrleiter“ (T. 18; Z. 3)
- 21a⁴, 75. L 12 514
4. 6. 52 12. 8. 54
C. Lorenz AG; „Tragb. Sender-Empfängergerät d. elektr. Nachrichtentechnik“ (T. 8; Z. 1)
- 21e, 28/02. A 10 407
7. 10. 37 12. 8. 54
(Großbrit.: 7. 10. 36)
AEG; „Katodenstrahloszillograf z. wiederholbaren Aufzeichnung. einmal. Vorgänge“
- 21e, 36/02. B 23 910
22. 1. 53 12. 8. 54
Brown, Boveri & Cie AG; „Verf. u. Vorrichtg. z. Blindleistungsmessg. u. Kompensat. b. Vorrichtg. f. indukt. Erwärmg.“ (T. 4; Z. 1)
- 21g, 34. P 1940
6. 2. 43 12. 8. 54
Pintsch Bamag AG; „Ultrahochfrequenzbandfilter f. Übertragungsleitg. elektromagnetisch. Schwingg.“ (T. 14; Z. 2)
- 21h, 37. P 7450
9. 4. 52 12. 8. 54
„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG; „Indukt. Koppelglied. z. elektr. Anpassg. eines Lastkondensators f. d. dielekt. Erwärmg. v. Stoffen mittels Hochfrequenz an d. z. Generator führende Energieleitg.“ (T. 7; Z. 1)
- 21a¹, 36. N 4711
20. 11. 51 19. 8. 54
(Großbrit.: 22. 11. 50)
National Research Development Corp.; „Verf. u. Anordng. z. Registrieren v. Reihen-Zeichen-Informat. in einem Speicher“ (T. 57; Z. 15)
- 21a¹, 36. T 6726
19. 9. 52 19. 8. 54
Telefunken GmbH; „Schaltungsanordng. z. Umformg. einer stetig veränderl. Signalspannung in quantisierte Doppelamplituden“ (T. 13; Z. 1)
- 21a², 11. J 5284
11. 12. 51 19. 8. 54
H. Jedlicka, Schwenningen/Nekar; „Membranen f. elektroakust. Wandler, wie Lautsprecher, Mikrophone u. dgl.“ (T. 3; Z. —)
- 21a², 36/13. L 8589
20. 3. 51 19. 8. 54
Licentia Patent-Verwaltungs-GmbH; „Zweipolschaltung“ (T. 8; Z. 2)
- 21e, 30/10. H 13 162
9. 7. 52 19. 8. 54
H. Hillesheim, Wuppertal-Vohwinkel u. D. Lüderitz, Hilden (Rhld.); „Röhrenvoltmeter in Brückenschaltg. m. einer Meßröhre u. einer Kompensationsröhre“ (T. 3; Z. 1)
- 21e, 37/10. St 5890
26. 1. 53 19. 8. 54
Stahlwerke Bochum AG; „Verf. z. Bestimmg. d. magnetischen Eigenschaften ferromagnet. Werkstoffe“ (T. 4; Z. 1)
- 51f, 2/01. B 24 512
27. 2. 53 19. 8. 54
H. Bode, Dachau; „Frequenzteilerschaltg. f. Musikinstrumente“ (T. 11; Z. 2)
- 51f, 2/01. H 13 144
7. 7. 52 19. 8. 54
Matth. Hohner AG; „Anordng. z. Verzerrg. elektr. Schwingungen“ (T. 10; Z. 1)

- 21a², 16/04. G 12 535
27. 8. 53 26. 8. 54
M. Grundig; „Hochtonlautsprecherkombinat.“ (T. 4; Z. 1)
- 21a⁴, 22/05. T 6849
18. 10. 52 26. 8. 54
Telefunken GmbH; „Leitungsdurchführg. f. abgeschirmte HF-Geräte“ (T. 6; Z. 1)
- 21a⁴, 29/01. J 4862
13. 11. 51 26. 8. 54
General Electric Comp.; „Phasendetektorschaltg.“ (T. 16; Z. 1)
- 21a⁴, 29/01. P 7188
28. 2. 52 26. 8. 54
Pintsch-Electro GmbH; „Diskriminator f. hohe Frequenzen“ (T. 4; Z. 2)
- 21g, 10/01. H 10 913
27. 12. 51 26. 8. 54
(Frankr.: 27. 12. 50)
E. Honore, E. Torcheux, R. Roy und Machines Automatiques Bardet, Société anonyme française, Paris; „Veränderl. Kondensator n. zwei konzent. angeordnet. Zylinder-elementen“ (T. 13; Z. 4)
- 21g, 10/02. I 6014
20. 6. 52 26. 8. 54
(Schweiz: 21. 6. 51)
International Standard Electric Corp.; „Verf. z. Herstellen v. isol. Durchführg. an Metallgehäusen v. elektr. Apparaten u. Bauelementen“ (T. 9; Z. 1)
- 42g, 8/05. B 28 066
24. 10. 53 26. 8. 54
Deutsche Bundespost; „Verf. z. Wiederherstellg. d. ursprünglich. Frequenzlage d. Sprache b. verlangsamt ablaufenden Sprachspeichern“ (T. 4; Z. 1)
- 21a⁴, 16/02. N 8231
21. 12. 53 2. 9. 54
(Niederl.: 24. 12. 52)
NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Anordng. m. einem v. Impulsen zu erregend. Magnetron“ (T. 7; Z. 1)
- 21a⁴, 22/05. L 13 467
20. 9. 52 2. 9. 54
C. Lorenz AG; „Verf. z. Verminderg. v. Rausch- u. Krachstörg. b. Empfang frequenzmodul. Schwingg.“ (T. 7; Z. 1)
- 21a⁴, 29/01. P 8634
24. 12. 41 2. 9. 54
Pintsch Bamag AG; „Überlagerungsempfäng. f. frequenzmodul. Schwingg.“ (T. 3; Z. —)
- 21a⁴, 29/01. S 34 448
22. 7. 53 2. 9. 54
Siemens & Halske AG; „Schaltungsanordng. z. Frequenznachstellg. in Empfangsanlagen f. frequenzumgestaltete Telegraphiesender“ (T. 4; Z. 1)
- 21a², 68. N 5553
23. 5. 52 2. 9. 54
(Großbrit.: 22. 5. 51 u. 6. 5. 52)
NV Philips' Gloeilampenfabrieken; „Veränderb. Induktivität m. vormagnetisiert. Kern“ (T. 5; Z. 1)
- 21a⁴, 73. R 11 808
2. 6. 53 2. 9. 54
Rundfunk-Techn. Institut GmbH; „HF-Leitg. m. einseit. Feldausdehng.“ (T. 3; Z. 1)
- 21a¹, 35/10. K 10 415
23. 6. 51 9. 9. 54
W. Krefft AG; „Schaltungsanordng. zur Trenng. od. Gewinnng. bestimmter Zeichen aus einem Gemisch“ (T. 5; Z. 1)
- 21a², 18/01. S 27 002
31. 1. 52 9. 9. 54
Siemens & Halske AG; „Einrichtg. zur Verminderg. der Leistungsabhängigkeit von Netzspannungsschwankungen an Verstärkerstufen“ (T. 4; Z. 1)
- 21a², 36/13. S 31 061
13. 11. 52 9. 9. 54
Siemens & Halske AG; „Anordnung zur Entzerrg. der Laufzeitverzerrungen von Rundfunkübertragungswegen“ (T. 6; Z. 2)
- 21a⁴, 9/01. P 9102
27. 1. 53 9. 9. 54
(Schweiz: 3. 1. 53)
„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG, Glarus/Schweiz; „Synchronisierter Mikrowellen - Mehrfachgenerator“ (T. 8; Z. 1)
- 21a⁴, 9/01. P 9354
11. 3. 53 9. 9. 54
(Schweiz: 18. 2. 53)
„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG, Glarus/Schweiz; „Synchronisierter Mikrowellen - Mehrfachgenerator“ (T. 6; Z. 1)
- 21e, 29/03. R 8833
16. 4. 52 9. 9. 54
Rohde & Schwarz, München; „Meßgerät zur Bestimmg. der Güte von resonanzfähigen Netzwerken, Spulen, Kondensatoren und des Verlustwinkels von Hochfrequenzbaustoffen, insbes. bei ultrakurzen Wellen“ (T. 6; Z. 2)
- 21g, 34. L 14 378
10. 1. 53 9. 9. 54
C. Lorenz AG; „Filterhohlraum mit Breitbandankopplung“ (T. 3; Z. 1)

Patent-Erteilungen

- 21a⁴, 73. 918 273. S 30 498
1. 10. 52
Siemens & Halske AG.; „Verbindungs- u. Anschlußstelle f. HF-Schichtenleiter aus abwechselnd. dünnen Metall- u. Isolierschichten“
- 21a⁴, 75. 918 212. G 9571
15. 8. 52
M. Grundig; „Drahtl. Sende- u. od. Empfangsgerät f. d. Einbau in beengte Raumverhältnisse, insb. in d. Führerstand v. Kraftfahrzeugen“
- 21c, 1/02. 918 334. p 12 191 D
2. 10. 48
Siemens-Schuckertwerke AG.; „Biegs. nichtmetall. elektr. Leiter“
- 21g, 11/02. 918 217. p 33 823 D
11. 2. 49
Siemens & Halske AG.; „Elektr. steuerb. Halbleitergleichricht. od. Halbleiterverstärk., insb. Germaniumhalbleiter“
- 21a², 18/08. 918 448. S 14 638
13. 2. 43
Siemens & Halske AG.; „Magnet. Verstärker“

- 21a², 30. 918 574. p 36 935 D
17. 3. 49
Klangfilm GmbH.; „Zwei-
schenkel. Übertrager“
- 21a², 29/03. 918 396. T 6239
24. 5. 52
Telefunken GmbH.; „Schaltungs-
anordng. z. Krachbeseitig.“
- 21a², 35/11. 918 397. T 7412
14. 2. 53
Telefunken GmbH.; „Gleich-
richterschaltg., insb. z. Strom-
versorgg. v. Geräten d. Funk-
technik“
- 21a², 74. 918 453. T 5457
19. 12. 51
Telefunken GmbH.; „Ankopplg.
einer Scheibenröhre an eine
Hohlrohrleitg.“
- 21e, 28/02. 918 525. A 12 131
6. 6. 40
AEG.; „Schaltungsanordng. z.
Erzeugg. einer symmetr. zeit-
proportionalen Spannng. z. ein-
mal. Ablenkng. d. Katoden-
strahles in Braunschen Röh-
ren“
- 21e, 36/02. 918 583. S 22 165
5. 4. 45
Siemens & Halske AG.; „Lei-
stungsmesser f. sehr kurze
elektr. Wellen“
- 21a⁴, 8/02. 918 818. N 5338
6. 4. 52
(Niederl.: 9. 4. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Schaltungsanordng. z.
Synchronisierg. eines Oszil-
lators“
- 21a⁴, 16/02. 918 819. N 7183
14. 5. 53
(Niederl.: 17. 5. 52)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Sendevorrichtg. f. Fre-
quenzverschiebungstelegra-
phie“
- 21a⁴, 24/01. 918 942. N 5718
29. 6. 52
(Niederl.: 2. 7. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Überlagerungsemp-
fangsschaltung“
- 21a⁴, 35/18. 918 943. p 9136 D
2. 10. 48
Siemens & Halske AG.; „Netz-
anschlußteil f. Allstromver-
stärker“
- 21a⁴, 35/30. 918 944. G 2007
24. 2. 37
Graetz AG.; „Empfangsgerät f.
d. drahtl. Nachrichtentechnik,
b. welchem z. Einsparg. v.
Netzleistg. ein willkür. zu
betätigend. Schalter vorge-
sehen ist“
- 21a², 69. 918 689. P 3476
17. 4. 43
Porzellanfabrik Kahla; „Elektr.
Schwingungskreis f. KW“
- 21a⁴, 71. 918 820. S 5095
1. 2. 38
Siemens-Schuckertwerke AG.;
„Einrichtg. z. Bestimmg. d.
Feldenergie oder der Feld-
richtg. an belieb. Punkten
eines hochfrequent. elektro-
magnet. Wechselfeldes“
- 42m, 14. 918 965. J 2877
30. 9. 50
(USA: 1. 2. 48)
IBM Deutschland Internat. Büro-
maschinen GmbH.; „Dekad.,
aus Triggerkreisen bestehend.
Röhrenzähler“
- 51f, 2/03. 918 789. W 3490
5. 9. 50
H. Weigelt, Hamburg-Volksdorf;
„Musikinstrument mit elek-
tron. Ton- u. Klangfarben-
erzeugg.“
- 21a⁴, 24/01. 919 118. N 6117
24. 9. 52
(Niederl.: 27. 9. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Überlagerungsempfäng.
m. einem in groben u. in
feinen Stufen abstimmb. Orts-
oszillator“
- 21a⁴, 29/01. 919 175. N 6199
9. 10. 52
(Niederl.: 11. 10. 51)
NV Philips' Gloeilampenfabrie-
ken; „Überlagerungsempfäng.
f. Frequenzverschiebungstele-
graphie m. selbsttät. Fre-
quenzkorrekt.“
- 21a⁴, 69. 919 120. P 3799
7. 11. 43
Porzellanfabrik Kahla; „Elektr.
Schwingungskreis, dessen Fre-
quenz v. d. Temperatur völlig
od. nahezu unabhäng. ist“
- 21a⁴, 74. 919 051. T 2305
4. 1. 41
Telefunken GmbH.;
Symmetrieranordng. f. kurze
Wellen“
- 21g, 35. 919 002. M 15 421
7. 9. 52
E. Müller, Lüneburg; „Vorrichtg.
z. Ausnutzung d. Anziehungs-
kraft auf Grund d. Johnsen-
Rahbeck-Effektes“
- 21a², 15. 919 354. S 27 020
2. 2. 52
Siemens & Halske AG.; „Schal-
tungsanordng. zur Herabsetzg.
nichtlinearer Verzerrungen
von mehrstufigen gittermodu-
lierten Sendern“
- 21a⁴, 29/50. 919 296. C 2905
1. 10. 50
(Frankreich: 20. 7. 48)
Compagnie Générale de télé-
graphie sans fil, Paris; „Wan-
derfeldröhre, insbes. zur Ver-
stärkung ultrahochfrequenter
Schwingungen“
- 21a², 29/50. 919 297. C 2906
1. 10. 50
(Frankreich: 12. 2. 49)
Compagnie Générale de télé-
graphie sans fil, Paris; „Wan-
derfeldröhre, insbes. zur Ver-
stärkung ultrahochfrequenter
Schwingungen“
- 21a⁴, 69. 919 246. B 4549
1. 1. 41
Pintsch Bamag AG; „Abstimm-
glied bei Resonanzleitungen
für ultrakurze Wellen“
- 21a⁴, 74. 919 247. R 2932
16. 11. 40
(USA: 15. 11. 39)
Radio Corp. of America, New
York; „Einrichtg. zur gegen-
seitigen Anpassg. zweier
Hochfrequenz - Übertragungs-
Leitungen“
- 21a⁴, 74. 919 298. F 4317
1. 10. 50
(USA: 17. 2. 45)
International Standard Electric
Corp., New York;
„Kopplungsvorrichtung“
- 21a⁴, 74. 919 417. B 7985
28. 1. 44
Rohde & Schwarz; „Anordng.
z. frequenzunabhängigen Sym-
metrierung ultrakurzer Wel-
len“
- 21g, 13/16. 919 422. B 8665
30. 7. 39
Blaupunkt-Elektronik GmbH;
„Anordnung des Elektroden-
systems einer Magnetfeldröhre
in einem kleinen Luftspalt
des Erregermagneten“

Gleichstromverstärkende Transistoren in der Meßtechnik¹⁾

In dieser Arbeit berichtet ein Mitarbeiter der amerikanischen Röhrenfabrik „Raytheon“ über seine Versuche, die Empfindlichkeit von Gleichstrom-Meßgeräten, etwa eines Milli- oder Mikroamperemeters, mit Hilfe von Transistoren zu erhöhen. Schon früher hatte man versucht, eine Empfindlichkeitssteigerung durch vorherige Stromverstärkung mittels Subminiaturröhren zu erzielen. Das scheiterte jedoch daran, daß Subminiaturröhren ausreichender Steilheit nicht zur Verfügung standen. Ist die Steilheit aber zu gering, so entsteht schon an der vor dem Meßinstrument liegenden Röhre ein größerer Spannungsabfall als an dem Meßinstrument allein und die Röhre ist völlig sinnlos.

Dagegen gestatten Flächentransistoren eine Stromverstärkung, durch die sich die Empfindlichkeit von Milli- oder Mikroamperemetern

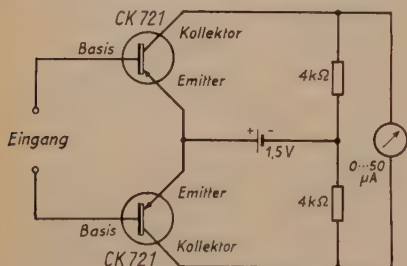


Abb. 1. Transistor-Gleichstromverstärker zur Empfindlichkeitserhöhung von Meßinstrumenten

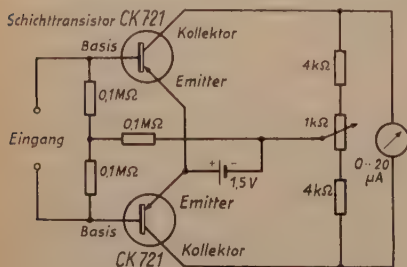


Abb. 2. Vereinfachte Schaltung des Gleichstromverstärkers mit abgeglichenen Transistoren

(Zeigerinstrumenten) auf das Zehn- bis Hundertfache steigern läßt. Die Schwierigkeiten dieses Verfahrens beruhen auf der außerordent-

lich großen Temperaturempfindlichkeit des Transistors, so daß schon verhältnismäßig geringe Temperaturschwankungen die Verstärkung des Transistors ändern und die Skaleneichung des Instrumentes ungültig machen. Eine gut abgegliche Gegentaktschaltung mit zwei Transistoren unterdrückt wenigstens die Temperatureffekte erster Ordnung. Sie ist daher unbedingte Voraussetzung, wenn man ein praktisch brauchbares Meßinstrument erhalten will.

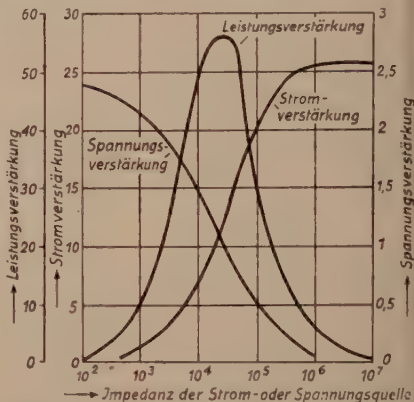


Abb. 3. Strom-, Spannungs- und Leistungsverstärkung der Schaltung nach Abb. 2 in Abhängigkeit von der Impedanz der am Eingang liegenden Strom- bzw. Spannungsquelle

Mit dem in Abb. 1 dargestellten Gegentaktschaltungstransistorverstärker wurden die ersten Versuche ausgeführt, die gute Ergebnisse brachten. Die Transistoren werden an der Basis gesteuert, während der Kollektorstrom durch das Meßinstrument fließt, dessen Empfindlichkeit verbessert werden soll. Diese „grounded emitter“-Schaltung mußte gewählt werden, um mit dem Flächentransistor eine Stromverstärkung zu erreichen. Der Verstärker ist mit dem 1-Kilo-Ohm-Potentiometer sorgfältig so zu symmetrieren, daß das Meßinstrument bei offenen Eingangsklemmen des Verstärkers genau auf den Nullpunkt einspielt.

Die weiteren Untersuchungen zeigten jedoch, daß sich die Schaltung der Abb. 1 noch wesentlich vereinfachen ließ, wenn man die beiden Transistoren von vornherein vorsichtig so ausuchte, daß sie in ihren Eigenschaften, vor allem hinsichtlich ihrer Temperaturkoeffizienten sowie der Kollektorströme, möglichst weitgehend übereinstimmen. Das Abgleichpotentiometer kann dann fortfallen, und kleinere Unsymmetrien werden durch die Nullpunktjustierung des Zeigerinstrumentes ausgeglichen. Es ergibt sich so die außerordentlich einfache Verstärkerschaltung nach Abb. 2, die ihren praktischen Wert bereits bewiesen hat. Der ganze Verstärker mit den beiden Transistoren, zwei

¹⁾ Radio & Television News [1953] H. 12, S. 82.

kleinen Widerständen und einer Kleinstbatterie ist so winzig, daß er bequem auf der Rückseite des Meßinstrumentengehäuses montiert werden kann.

Die Kleinstbatterie (Mallory „RM-1000“) hat eine Kapazität von 1000 Milliampere-Stunden und reicht bei einem Gesamtkollektorstrom von schätzungsweise etwa $200 \mu A$ für beide Transistoren etwa ein halbes Jahr, ohne daß man einen besonderen Ausschalter zum Abtrennen der Batterie bei Nichtgebrauch vorsehen müßte.

Recht eigentümlich sind die Kennlinien dieses einfachen Transistor-Gleichstromverstärkers. In Abb. 3 ist die Abhängigkeit der Strom-, Spannungs- und Leistungsverstärkung vom Widerstand der am Verstärkereingang liegenden Strom- bzw. Spannungsquelle wiedergegeben. Der Verstärker arbeitet danach bei Strommessungen nur dann günstig, wenn der Widerstand der Stromquelle sehr groß, und zwar mindestens 10^6 Ohm , ist, während umgekehrt bei Spannungsmessungen die Spannungsquelle keinen größeren Widerstand als etwa 100 Ohm haben darf. Als Millivoltmeter ist demnach das umgebaute Instrument beispielsweise zur Messung von niederohmigen Thermoelementen gelieferten Spannungen sehr geeignet.

Bei der größten Leistungsverstärkung ist der Verstärker für die Messungen praktisch nicht zu gebrauchen, da hier die Impedanzen von Stromquelle und Meßeinrichtung etwa in der gleichen Größenordnung liegen und die Meßeinrichtung die größte Leistung selbst verbraucht.

Fgs.

Transistorschaltung mit Thyatronwirkung²⁾

Die in Abb. 1 dargestellte Spitzentransistor-Schaltung wirkt wie ein Thyatron: Überschreitet die angelegte Eingangsspannung einen Schwellwert, so setzt eine Schwingung ein, die dann unabhängig von der Eingangsspannung

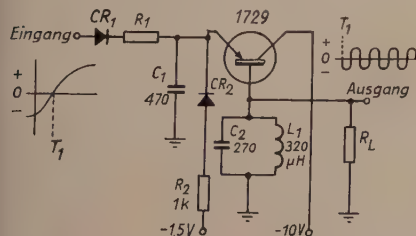


Abb. 1. Schaltung, in der bei einer bestimmten Eingangsspannung Schwingungen einsetzen und bestehen bleiben

²⁾ T. A. Prugh u. J. W. Keller: Thyatron-Type Transistor Circuit, Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 190 ... 200.

bestehen bleibt. Für die Entwicklung der beschriebenen Schaltung war der Gesichtspunkt maßgebend, daß der Schwellwert bis zu einer Temperatur von 70°C konstant bleiben sollte. Der vor der Basis des Transistors liegende Schwingungskreis ist auf $400 \dots 500 \text{ kHz}$ abgestimmt. Die Schwingung setzt ein, sobald das Verhältnis Kollektorstrom/Emitterstrom (a) größer als 1 wird. Damit die Schwingung unabhängig von der Eingangsspannung erhalten bleibt, muß der Emitterwiderstand R_2 in einem bestimmten Verhältnis zum Belastungswiderstand R_L stehen. Von besonderer Bedeutung für die Temperaturabhängigkeit ist die Diode CR_2 , für die sich am besten ein Selengleichrichter eignet.

Roe.

Netzgerät mit Transistoren für Geigerzähler³⁾

Für den Betrieb eines Zählrohrs benötigt man eine verhältnismäßig hohe Spannung (700 V) aber nur einen sehr kleinen Strom ($5 \mu A$). Hochspannungsbatterien für diesen Zweck als Stromquelle zu verwenden, ist unhandlich und teuer. Für die Erzeugung dieser Spannung mit Hilfe eines Zerkhackers oder eines Röhrengenerators und anschließender Transformation und Gleichrichtung muß man eine verhältnismäßig große Leistung aufwenden. Günstigere Ergebnisse lassen sich mit Transistoren erreichen, ins-

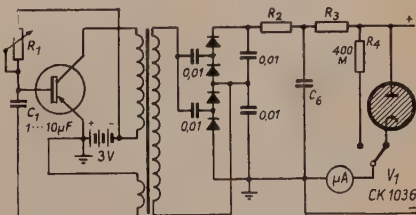


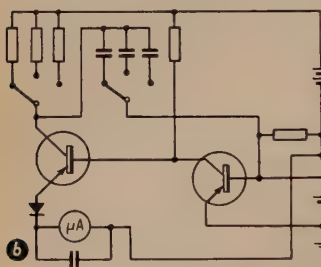
Abb. 1. Gleichrichterschaltung zur Erzeugung der Spannung für Geigerzähler mit einem Transistor als Schwingungserzeuger

besondere mit Flächentransistoren als C-Verstärker, bei denen ein Wirkungsgrad von 90% zu erwarten ist. Abb. 1 zeigt links den Transistor, an den eine Spannung von 3 V gelegt ist. Die Frequenz der entstehenden Schwingung wird durch R_1 und C_1 bestimmt und ihre Spannung durch den Transformator hochtransformiert. Hinter den vier Selengleichrichtern liegen eine Kondensatorkette zur Glättung und eine Glühlampe zur Regelung der Hochspannung. Die

³⁾ A. R. Pearlman: Transistor Power Supply for Geiger Counters, Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 144 ... 145.

an den Transistor angelegte Gleichspannung darf zwischen 3 und 6 V schwanken. Selbst mit einer Batterie von nur 1,5 V bekommt man noch einen Wirkungsgrad von 30 %. Bei Erzeugung einer Spannung von 700 V und eines Stromes von $6 \mu\text{A}$ ist der Wirkungsgrad 42 %, die Primäraufnahme dementsprechend 10 mW.

Abb. 2a. Einfache Zäblerschaltung mit akustischer und Instrumentenanzeige



Die Lebensdauer der Batterie beträgt bei diesem Betrieb etwa 1000 Stunden. Demgegenüber verbraucht allein die Erregerspule eines Miniaturzerhackers 30 mW und die Lebensdauer sinkt auf 100 Stunden ab.

Der Vorteil einer Hochspannungserzeugung mit Transistoren wirkt sich erst dann voll aus,

wenn auch in der übrigen Schaltung, außer dem Zählrohr selbst, Vakuumröhren vermieden sind. Abb. 2a und 2b zeigen zwei derartige Schaltungen. Schaltung 2a liefert bei niedrigem Strahlungspegel eine akustische Anzeige und bei hohem Pegel einen annähernd logarithmisch ansteigenden Instrumentenausschlag. Schal-

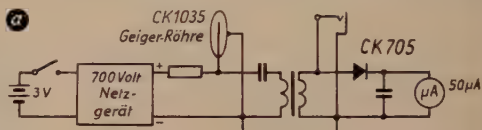


Abb. 2b. Zäblerschaltung mit anschließendem Zählgeschwindigkeitsmeßgerät

lung 2b stellt einen Zählgeschwindigkeitsmesser mit drei Bereichen dar. Er arbeitet mit zwei Flächentransistoren. Seine Genauigkeit ist mit der einer entsprechenden Röhrenschaltung vergleichbar. Sein Leistungsbedarf ist aber nur 4 mW, d. h. weniger als $\frac{1}{3}$ der Leistung, die beispielsweise allein der Heizfaden einer Sparröhre für ein Schwerhörigengerät benötigt. Ro.

Vorspannung für direktgekoppelte Verstärkerstufen⁴⁾

Bei Gleichstromverstärkern, bei denen die Anode der vorhergehenden Röhre unmittelbar mit dem Gitter der folgenden verbunden ist, und bei ähnlichen Schaltungen hat man vielfach zur Erzeugung der richtigen Gitterspannung eine Batterie zwischen Anode und Gitter eingeschaltet. Der Nachteil dieses Verfahrens be-

steht in der Notwendigkeit, diese Batterie von Zeit zu Zeit auswechseln zu müssen. Normale Stromversorgungsgeräte an Stelle dieser Batterie zu verwenden, ist nicht angängig, da sie eine zu große Kapazität haben, durch die die Übertragung höherer Frequenzen verhindert wird. Es wurden deshalb besonders kleine Netzanschlußgeräte entwickelt, deren schädliche Kapazität zwischen 18 und $8,2 \text{ pF}$ liegt. Der Transformator, bei dem die Kapazität zwischen Windung und Kern besonders klein ge-

⁴⁾ J. H. Reaves: Bias Supplies for Direct-Coupled Circuits. Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 172 ... 173.

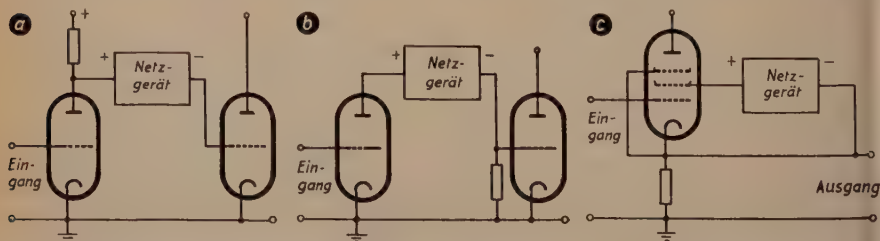


Abb. 1. Beispiele für die Anwendung kleiner Netzanschlußgeräte a) Herkömmliche Gleichstromverspeisungsschaltung b) Bei Anwendung eines Netzanschlußgerätes zweckmäßige Schaltung eines Gleichstromverstärkers c) Netzanschlußgerät zur Erzeugung der Schirmgitterspannung

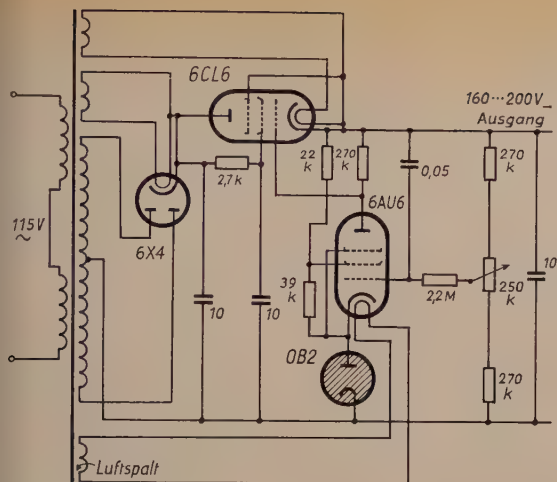


Abb. 2. Schaltung eines kleinen Netzanschlußgerätes mit elektronischer Regelung

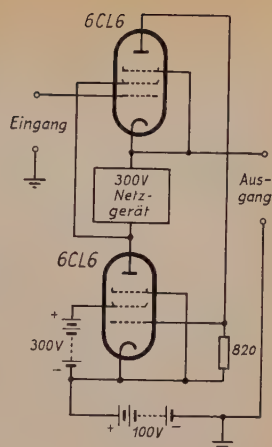


Abb. 3. Verstärkerstufe zur Erzeugung eines Rechtecksignals

halten wurde, wird primär an 215 V gelegt. Um ein Maß für die Güte dieser Stromversorgungselemente zu erhalten, wurde das Verhältnis der maximal abgebbaren Leistung in mW zur schädlichen Kapazität in pF gebildet. Es liegt zwischen 260 und 17. Bei der größten der vier verschiedenen Ausführungsformen wird die erzeugte Gleichspannung durch die in Abb. 2 dargestellte Schaltung geregelt. Die Abmessungen dieses ganzen Gerätes betragen trotz dieses Aufwandes nur $7,5 \times 7,5 \times 4,7$ cm. Die kleinste, unregelte Ausführung ist $2,8 \times 3,5 \times 1,6$ cm groß. Abb. 1a zeigt die übliche Schaltung eines Gleichstromverstärkers, wie sie früher unter Anwendung von Batterien benutzt wurde. Die Schaltung nach Abb. 1b unterscheidet sich von ihr dadurch, daß der Strombedarf der ersten Stufe aus dem neuartigen Stromversorgungselement gedeckt wird. Diese Schaltung wurde bei Batteriebetrieb mit Rücksicht auf die Lebensdauer der Batterie vermieden. Sie hat den Vorteil, daß die Höhe der Spannung nicht von so großem Einfluß auf den Arbeitspunkt der Röhre ist. Abb. 1c zeigt die Anordnung des Netzgerätes zur Erzeugung der Schirmgitterspannung bei Gitterbasisschaltung. Die Anordnung nach Abb. 3 dient zur Erzeugung eines Rechtecksignals verhältnismäßig hoher Frequenz. Roe.

Reihenheizung für Fernsehempfänger⁵⁾

Herstellungskosten, Größe und Gewicht eines Fernsehempfängers lassen sich vermindern, wenn man die Heizungen (Brenner) mehrerer Katoden in Reihe schaltet. Meist ergeben sich aber bei dieser Schaltung während des Ein-

schaltvorganges Überspannungen an einzelnen Brennern, da deren Widerstand temperaturabhängig ist und die Temperatur der einzelnen Katoden nicht in der gleichen Weise mit der Zeit ansteigt. Durch die während des Einschaltvorganges vorübergehend auftretende Überheizung wird die Lebensdauer der Röhren stark herabgesetzt. Um die Verhältnisse systematisch zu untersuchen, bedient man sich einer Prüfschaltung⁵⁾, bei der ein Oszillograf über einen Umschalter abwechselnd an die Klemmen des Brenners (zur Messung der Spannung) und an einen vorgeschalteten konstanten Widerstand (zur Messung des Stromes) angelegt wird. Der Umschalter wird etwa alle 0,4 s betätigt und der ganze Einschaltvorgang über 15 s beobachtet. Dieser Zeit entspricht eine Periode der Strahlableitung. Man erhält also auf dem Schirm der Braunschen Röhre die Änderung von Brennstrom und -spannung unmittelbar über der Zeit aufgezeichnet und kann die Verhältnisse, die sich in einem Zug hintereinander geschalteter Brenner ergeben, leicht überblicken. Röhren verschiedener Herstellungsfirmen oder verschiedener Serien haben oft unterschiedliche Erwärmungsvorgänge, und zwar ist die Ursache hierfür weniger der konstruktive Aufbau als die unterschiedliche Dicke der Oxydschicht. Durch zweckmäßiges Zusammenfassen von Röhren mit ähnlichen thermischen Einschaltvorgängen zu einem gemeinsamen Heizstromkreis könnte man die Entstehung von Überspannungen an einzelnen Brennern während des Einschaltens und auch

⁵⁾ F. Roberts: Series Heater Strings for TV Receivers. Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 126 ... 129.

die schädliche Wirkung von plötzlichen Netzspannungsschwankungen vermeiden. Voraussetzung hierfür ist aber eine Festlegung von Normen für die Brenncharakteristik aller Röhren. Roe.

Neue veränderbare Kondensatoren erweitern den Abstimmbereich⁶⁾

Der veränderbare Luftkondensator ist bis zu 1000 MHz nach wie vor das gebräuchlichste Abstimmittel. Die kleinsten Kondensatoren dieser Gruppe sind röhrenförmige Trimmer von 0,3 pF, die größten unter hohem Druck stehende Drehkondensatoren von 10 000 pF. Der Abstimmbereich wird um so weiter, je größer das Verhältnis zwischen Maximum und Minimum der Kapazität wird. Dieses Verhältnis ist für 200 untersuchte Kondensatoren grafisch dargestellt. Die Mindestkapazität eines Kondensators wird aber in einem Schwingungskreis meist durch die Streukapazität der Zuleitungen verdoppelt. Bei den kleinen Kondensatoren ist ein Verhältnis C_{\min}/C_{\max} von 1:10 nur schwer zu erreichen. Ist mit Erschütterungen zu rechnen, dann werden Keramik Kondensatoren vorgezogen, die sich auch durch einen kleinen Temperaturkoeffizienten auszeichnen. Bei Luftkondensatoren für Flugzeuge muß dafür gesorgt werden, daß der Behälter luftdicht abgeschlossen ist, damit in größeren Höhen die Überschlagnspannung nicht zu stark absinkt. Diese Kondensatoren haben nach einer Alterung von acht Stunden eine Genauigkeit von 10-5. Die Hochdruckkondensatoren werden bis zu Spitzenspannungen von 85 kV gebaut, der zulässige Strom liegt für 1 MHz zwischen 70 ... 130 A, bei Anwendung von Wasserkühlung sind noch 400 A zulässig. Roe.

Magnetische Ferrite: Neue Werkstoffe für neuzeitliche Anwendungen⁷⁾

Ferrite sind Mischungen der Oxyde von Fe, Ni, Zn, Mn, Mg, Cu und anderen Metallen und zeichnen sich durch ihren hohen elektrischen Widerstand und die große Anfangspermeabilität aus. Die aus ihnen hergestellten Spulenkern brauchen auch bei höheren Frequenzen nicht lamelliert zu sein und können bedeutend kleiner und leichter werden als die entsprechenden Massekerne. Ihre Oberfläche kann so fein geschliffen werden, daß der beim Zusammensetzen mehrerer Teile verbleibende Luftspalt kleiner als 0,0025 mm ist. Man kann

deshalb ohne Schwierigkeiten Kerne aus einzelnen Stücken zusammensetzen und trotzdem die Wirkung eines geschlossenen Eisenkernes erhalten. Topfförmige Spulenkörper, z. B. für Pupinspulen, ergeben eine ausgezeichnete Abschirmung. Die Dielektrizitätskonstante der Ferrite kann bei Tonfrequenz sehr hoch sein (100 000), nimmt aber bei Mikrowellen bis auf 10 ab. Wegen der Wechselwirkung zwischen dielektrischen Eigenschaften und Wirbelströmen weisen Ferrite ein rezonanzähnliches Verhalten der Permeabilität und der Kernverluste in Abhängigkeit von der Frequenz und den Abmessungen auf. Diese Erscheinungen beeinflussen im Hochfrequenzgebiet die Auswahl der Ferritzusammensetzung und der Kernabmessungen.

Die Sättigung tritt schon bei verhältnismäßig niedrigen Induktionswerten auf. Deshalb ist die Anwendung der Ferrite auf jene Fälle begrenzt, in denen nur kleine Induktionsbereiche zu berücksichtigen sind oder ein hinreichend großer magnetischer Querschnitt zur Verfügung steht, wie z. B. bei den Transformatoren zur Ausnutzung der Rücklaufspannung oder bei den Ablenkspulen eines Fernsehgerätes. Dabei ist zu beachten, daß der ausnutzbare Induktionsbereich mit steigender Temperatur schnell abnimmt. Besonders bekannt ist die Anwendung der Ferrite in den Spulenantennen der Rundfunkgeräte. Der bisher größte Ferritkern wurde für das Kosmotron in Brookhaven gebaut, der kleinste von nur wenigen Millimetern Durchmesser wird in Transistorschaltungen verwendet, die z. B. in großer Stückzahl in elektrischen Rechenmaschinen benötigt werden. Einige Ferritsorten sind für Mikrowellen durchlässig und haben einen starken Faradayeffekt, wodurch sich ganz neue Möglichkeiten für die Mikrowellentechnik ergeben. Reflexionsfreie Abschlüsse für Hohlrohrlleiter, Wellenschalter, Phasenschieber, Dämpfungsglieder und Modulatoren sind weitere Anwendungsbeispiele für Ferrite. Roe.

Das Strofotron, eine neue Generatorröhre für Mikrowellen⁸⁾

Am Institut für Elektronik der Technischen Hochschule, Stockholm, wurde eine neuartige Elektronenröhre für Höchsthochfrequenzen entwickelt, die „Strofotron“ genannt wird. Abb. 1 erläutert das Prinzip dieser Röhre. Die von der Katode K kommenden Elektronen werden von der Anode A beschleunigt und von der gegen Katode negativen Elektrode R⁺ gebremst. Ein Magnetfeld B, welches in Richtung der Elektronen orientiert ist, bewirkt, daß die Elektronen nicht auf die Anode A gelangen, sondern vielmehr zur Auffangelektrode C abgelenkt werden. Im parabolischen Gleichfeld der Elektrode A pendeln die Elektronen in der

6) F. Rockett: New Variable Capacitors Extending Tuning Range. Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 130 ... 133.

7) V. E. Legg u. C. D. Owens: Magnetic Ferrites — New Materials for Modern Applications. Electrical Engineering Bd. 83 [1954] H. 8, S. 726 ... 729.

8) Proc. I. R. E. Bd. 42 [1954] H. 8, S. 1239 ... 1241.

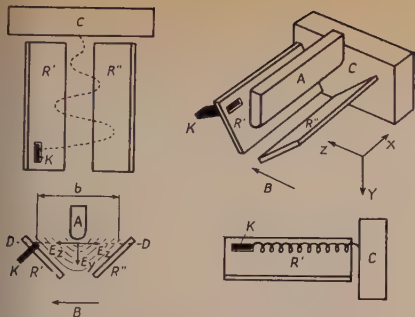


Abb. 1 Zur Wirkungsweise des Strofotrons

ersichtlichen Weise zwischen den Reflektoren R' und R'' hin und her, wobei sie bei richtiger Phase Energie an einen Schwingkreis abgeben, der zwischen den Elektroden R' und R'' liegt. Nachdem die Elektronen einen großen Teil ihrer Gleichstromenergie an das Hochfrequenzfeld abgegeben haben, werden sie von der Auffangelektrode C abgefangen. Falschphasige Elektronen, die aus dem Hochfrequenzfeld Energie aufnehmen, landen bei ihrem ersten Hinflog auf dem Reflektor R'' .

Die Frequenz der selbsterregten Schwingungen wird wesentlich durch die Pendelfrequenz der Elektronen bestimmt, die sich nach der Formel berechnet:

$$f = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{1}{b} \sqrt{U} = 0,189 \cdot 10^6 \frac{\sqrt{U}}{b},$$

wobei U die Spannung an der Anode A und b der gegenseitige Abstand der beiden Reflektoren sind. Unter Verwendung von Lechersystemen als Schwingkreis können mit dem Strofotron Schwingungen innerhalb eines breiten Frequenzbereiches, z.B. von 800...1700 MHz, durch alleiniges Regeln der Röhrenspannungen hergestellt werden. Mit einer Bauform, die koaxiale Elektroden hat, wurden im Zentimeterbereich Hochfrequenzleistungen von einigen Watt bei einem Wirkungsgrad um 30 % erzielt. Das Strofotron stellt im Grunde eine Barkhausen-Kurz-Röhre dar, welche deren Nachteile (geringer Wirkungsgrad, hoher Gitterstrom) vermeidet. Der Mechanismus des Strofotrons entspricht daher auch weitgehend demjenigen von Barkhausen-Kurz-Röhren. Neben der Auslese falschphasiger Elektronen kommen bei größeren Wechselspannungen (Benutzung von Hohlraumresonatoren als Schwingkreise) auch Phasenordnung bzw. Phaseinsortierung zustande, wobei der höchste Wirkungsgrad erzielt wird.

Das Strofotron ist eine bemerkenswerte Neuerung unter den Röhren für kürzeste Wellen, die sowohl physikalisch als auch hinsichtlich der technischen Anwendungsmöglichkeiten (z. B. als Senderöhre in Richtstrahl-Funkverbindungen) von Interesse ist. H. H. Klinger

Drei-Phasen-Oszillator für extrem niedrige Frequenzen⁹⁾

Zur Untersuchung geophysikalischer Hilfsgeräte und für andere Messungen bei tiefen Frequenzen werden Oszillatoren für einen Frequenzbereich von 0,01...1000 Hz benötigt, die eine saubere, sinusförmige Spannung liefern und von Schwankungen der Stromversorgung unabhängig und stabil sind. Durch eine als „Miller-Effekt“ bezeichnete Rückkopplung zwischen Anode und Gitter kann man die Wirksamkeit einer Kapazität gleichsam vervielfachen. Diese Rückkopplungsschaltung wird deshalb angewandt, um die bei tiefen Frequenzen unhandlich groß werdenden Kondensatoren auf brauchbare Werte zu beschränken. Da auch die Induktivitäten für Schwingkreise einer so niedrigen Frequenz unverhältnismäßig groß werden müßten, werden keine Schwingkreise, sondern RC-Glieder verwendet, die, wie Abb. 1 stark vereinfacht zeigt, zu einem dreiphasigen Generator sternförmig vereinigt werden. Die in der Mitte angenommene Stromversorgung braucht keinen Strom zu liefern, da die drei um je 240° phasenverschobenen Speiseströme sich gegenseitig aufheben. Deshalb ist der Oszillator vom inneren Widerstand und von Schwankungen der Anodenspannungsquelle unabhängig. Der Oszillator ist im wesentlichen ein dreistufiger, in sich selbst geschlossener Gleichstromverstärker.

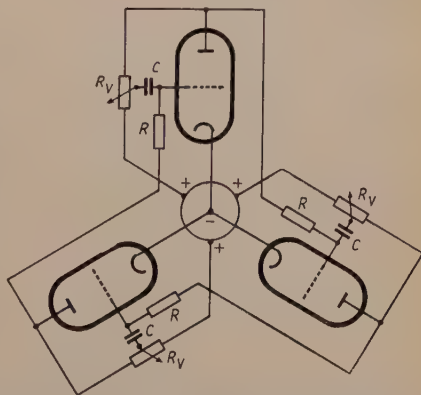


Abb. 1. Stark vereinfachtes Prinzipschaltbild eines Oszillators für $f = 0,01 \dots 1000$ Hz

Dabei erregt sich jene Frequenz, für die in jedem der identischen RC-Glieder die Phasenverschiebung 60° beträgt, weil für diese Frequenz in allen drei Stufen des Gleichstromverstärkers insgesamt eine Phasenverschiebung von 4π entsteht. Die sonst bei Gleichstromverstärkern entstehenden langsamen Span-

⁹⁾ G. Smiley: Ultra-low-frequency, Three-phase Oscillator. Proc. IRE Bd. 42 [1954] H. 4, S. 677...680.

nungsverschiebungen sind in der vorliegenden Schaltung sehr gering, weil die Dämpfung für Gleichstrom 18 dB beträgt. Die Höhe der Frequenz wird mit Hilfe der Rückkopplung, d. h. durch die Spannungsteiler R_v , eingestellt. Die sich erregende Schwingung wächst in ihrer Amplitude so lange an, bis sie durch Nichtlinearitäten begrenzt wird. Um diese Begrenzung nicht dem Zufall und damit unkontrollierbaren Schwankungen zu überlassen, wird sie durch Gleichrichter (zur Erhöhung der Übersichtlichkeit in Abb. 1 weggelassen) sicher gestellt, die einen Teil der Schwingleistung verbrauchen, sobald die Amplitude eine an den Gleichrichtern liegende Bezugsspannung überschreitet. Der Summenstrom dieses Sechsen-Phasen-Gleichrichters dient als Maß für die Amplitude der Schwingung, da ein Instrument in einer Phase der Schaltung allein der Periode der Schwingung folgen und keinen Mittelwert für die Gesamtamplitude liefern würde. Ein weiterer Vorteil der Drei-Phasen-Anordnung ist dadurch gegeben, daß man durch einfaches Zusammensetzen der drei Phasen über Widerstände beliebige Phasenwinkel erzeugen kann. So ist es möglich, auch ohne Blindwiderstände den Phasenverlauf im Meßkreis zu bestimmen. Durch Abstimmung der Widerstände R_v wird etwa eine Dekade des Frequenzbereiches überstrichen. Für die insgesamt fünf Dekaden des ganzen Frequenzbandes werden entsprechend andere Werte von R und C eingeschaltet. Der Einschwingvorgang bei diesen tiefen Frequenzen kann u. U. beträchtliche Zeit dauern. Um ihn abzukürzen, wird durch einen Schalter ein zusätzlicher, stark überlastender Einschwingvorgang hervorgerufen. Dieser wird von den Gleichrichtern so schnell begrenzt, daß der eingeschwungene Zustand innerhalb einer Periode erreicht wird. Der beschriebene Oszillator kann auch als scharf abgestimmtes Filter benutzt werden und ersetzt dann einen Resonanzkreis mit extrem niedriger Dämpfung.

Roe.

Modulator für die Bandaufzeichnung sehr niedriger Frequenzen¹⁰⁾

Um Frequenzen von 0 ... 40 Hz auf ein Tonband aufzeichnen zu können, wird ein Transistoroszillator benutzt¹⁰⁾, dessen Schwingungsamplitude der Kollektorspannung über einen weiten Bereich proportional ist. Die Kollektorspannung wird von einem Widerstand (R_2 in Abb. 1) abgegriffen, der im Ausgang eines Gleichstromverstärkers liegt. Für die Verstärkung von Wechselstrom stellt man den Arbeitspunkt auf die Mitte der Transistorcharakteristik ein. Für Ströme, die unter oder über einem Festwert liegen, wird der Arbeitspunkt auf den niedrigsten Punkt der Charakteristik

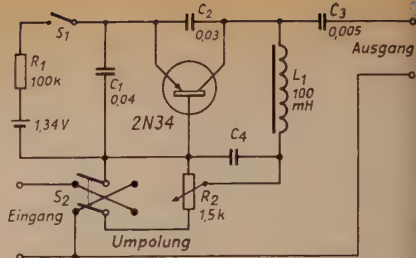


Abb. 1. Schaltung zur Modulation einer Transistorschwingung

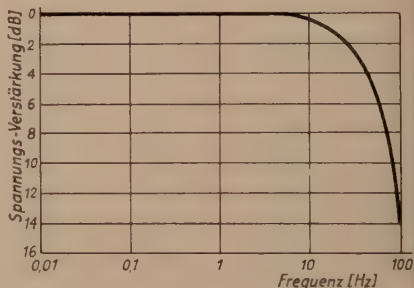


Abb. 2. Frequenzgang der Anlage

gelegt und die richtige Polarität der modulierenden Spannungsschwankung durch den Schalter S_2 eingestellt. Die in der Tonaufzeichnung auf dem Band enthaltenen Störgeräusche haben ihre Ursache in Ungleichmäßigkeiten der magnetischen Schicht. Abb. 2 gibt den Frequenzgang der Anlage wieder.

Roe.

Optische Hilfe bei Musikübungen¹¹⁾

Um bei Musikübertragungen (Vokal- und Instrumentalmusik) eine Kontrolle für Tonhöhe, Tonstärke und Qualität zu erhalten, wird die musikalische Darbietung über Mikrofon und Verstärker einem Katodenstrahloszillografen zugeführt. Seine Zeitablenkung wird von einem Tonfrequenzgenerator gesteuert, und zwar so, daß auf vier Schwingungen ein Hinlauf des Katodenstrahls entfällt. Der Tonfrequenzgenerator kann jeweils auf eine der dreizehn Stufen der chromatischen Tonleiter eingestellt werden. Stimmt der vom Mikrofon aufgenommene Ton mit dem eingestellten überein, so erhält man auf dem Schirm der Braunschen Röhre einen stehenden Kurvenzug. Bei Frequenzabweichung beginnt er sich zu verschieben. Der Gehalt an Oberschwingungen ist aus der Kurvenform ab-

¹⁰⁾ E. R. Kolb: Modulator for Low-Frequency Tape Recording. Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 220 ... 224.

¹¹⁾ R. Nelson: Visual Aid for Music Training. Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 200 ... 208.

schätzbar. Die vom Oszillator erzeugte Frequenz kann auch durch einen Lautsprecher hörbar gemacht werden. Der Musizierende kann dann denselben Ton oder die Oktave intonieren und erkennt an dem Schirmbild, ob er den richtigen Ton getroffen hat. Der Tonfrequenzerzeuger besteht aus einem RC-Generator, der durch Trimmer in jeder Stufe genau abgestimmt ist. Schwankungen der Netzspannung müssen ausgeglichen werden. Die Schaltung zur Erzeugung der Schaltablenkungsspannung hat entsprechende Stufen wie der Tongenerator. Durch sie wird die Frequenz der Zeitablenkung grob festgelegt. Diese wird dann durch die vom Tonfrequenzgenerator gelieferte Frequenz mitgenommen. Das Gerät soll auch in der Lage sein, den künstlerischen Ausdruck, die Verzögerung im Einsatz, die Atemtechnik, das Vibrato, das Abstoßen der Töne mit der Zunge oder am Mundstück zu zeigen. Roe.

Automatische Temperaturregelung kleiner Grafit-Schmelztiegel¹²⁾

Die Herstellung von Zündelektroden für Einanoden-Gleichrichter (Ignitron) erfordert eine kurzzeitige Wärmebehandlung von Grafitstiften mit Bor in einem Schmelztiegel aus Grafit bei 1700° C mit einer maximalen Abweichung von $\pm 8^\circ$ C. Hierzu wird die Strahlungsenergie des Schmelztiegels mittels optischer Linsen auf die Kathode einer gasgefüllten Fotozelle geworfen, die in den Steuergitterkreis einer Pentode eingeschaltet ist. Der Strommesser im Anodenkreis ist in Temperaturgraden geeicht und wird von Zeit zu Zeit mit einem optischen Pyrometer kontrolliert. Der Regelmechanismus geht in der Weise vor sich, daß zum Erreichen der gewünschten Temperatur von 1700° C ein Stromtor (Thyratron) V_1 bei 1600° C zum Zünden kommt und einen Widerstand R in dem Gleichstromregelkreis, in dem sich eine gesättigte Drossel befindet, einschaltet und damit die dem Tiegel zugeführte Heizleistung herabsetzt. Der Temperaturanstiegsgradient wird verringert und eine übermäßige Erhitzung verhindert. Wenn eine Temperatur von 1708° C erreicht ist, zündet ein Thyratron V_2 , schaltet einen Widerstand R_2 ein, der bisher kurzgeschlossen war, und verringert damit die Heizleistung so stark, daß die Temperatur zu fallen beginnt. Ist die Temperatur auf 1692° C gesunken, schaltet sich V_2 aus; der vorgeschaltete Widerstand R_2 wird kurzgeschlossen, es beginnt ein größerer Strom zu fließen, was einen Temperaturanstieg zur Folge hat. Die Regelung vollzieht sich weiterhin zwischen diesen beiden Temperaturwerten. Mit Hilfe einer Zeitschaltuhr wird der Strom 30 Sekunden nach Betätigen des Thyratrons V_1 ganz abgeschaltet. Sobald ein anderer Schmelztiegel eingesetzt ist, kann ein neuer Brand beginnen. -II.

¹²⁾ J. H. Siau: Crucible Heat Control. Electronics, Bd. 27 [1954] H. 2, S. 149.

Keramische Verstärkerröhren¹³⁾

Eine bemerkenswerte und bedeutungsvolle Entwicklung auf dem Röhrengebiet ist jetzt von der amerikanischen Firma Sylvania zu einem ersten Abschluß gebracht worden. Als Ergebnis dieser Arbeiten liegt eine Röhre mit völlig neuartigem Aufbau vor, deren Ausbildung und Eigenschaften ausführlich beschrieben werden. Die Röhre wurde im Auftrage staatlicher Stellen entwickelt und dürfte zunächst nur für kommerzielle Zwecke verfügbar sein. Obwohl die auffallenden Vorteile der neuen Bauform auch in für zivile Verwendung bestimmten Geräten einen wesentlichen Fortschritt bedeuten würden, wird sie vorläufig wegen ihrer höheren Kosten nicht für die Allgemeinheit hergestellt werden. Zwar sind die eigentlichen Produktionskosten gegenüber den bisherigen Glasröhren beträchtlich niedriger, da aber wegen des gänzlich andersartigen Herstellungsverfahrens eine völlige Umstellung der Produktion notwendig wäre und sämtliche Fabrikationsmaschinen neu gebaut und angeschafft werden müßten, wird die Keramikröhre wahrscheinlich in den nächsten zehn Jahren kostspieliger als eine entsprechende Glasröhre sein, zumal auch das keramische Material höher im Preise liegt als Glas.

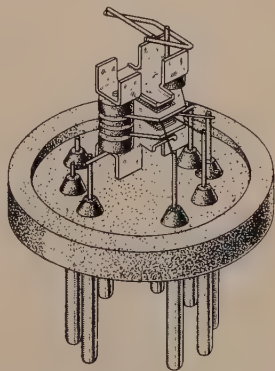


Abb. 1.
Elektrodensystem der Keramikröhre SN-1724 D

Die Verwendung keramischer Werkstoffe in der Röhrentechnik ist an sich nicht mehr neu, lag aber bisher stets in anderer, mehr konventioneller Richtung und konnte nicht als grundsätzliche Umwälzung in der Röhrenkonstruktion bezeichnet werden. Beispielsweise wurden während des letzten Krieges auch in Deutschland Spezialröhren entwickelt, die unter Benutzung keramischen Materials aufgebaut waren und als Metallkeramikröhren bekannt geworden sind. Es waren dies in erster Linie Verstärker-

¹³⁾ R. N. Palmer: Ceramic Tube Mount for Automatic Assembly. Electronics Bd. 27 [1954] H. 8, S. 162 ... 165.

und Sendetrioden für das Dezimeter- und Zentimetergebiet, die nach Art der Leuchtturmrohren gestaltet waren.

Ihr äußerer Aufbau bestand aus Metall unter Zuhilfenahme von Keramik. Wie alle Leuchtturmrohren zum unmittelbaren Einsetzen in

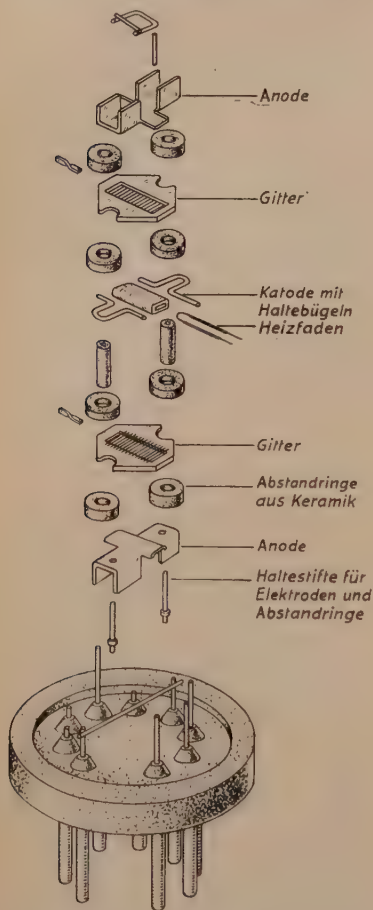


Abb. 2. Aufreihen der einzelnen Teile des Elektrodensystems auf die zwei Führungsstifte

konzentrische Leitungen bestimmt, hatten die Metallkeramikröhren rotationssymmetrische Form mit axialem Elektronenfluß und Flächen-elektroden. Die Katoden- und Gitterzuleitungen waren konzentrisch ineinandergeschobene, die Kolbenwandung bildende Röhre aus versilbertem Nichteisen. In das Gitterrohr war, ebenfalls konzentrisch, der Anodenstift aus Kupfer

eingesetzt. Sowohl Anodenstift und Gitterrohr als auch Gitterrohr und Katodenrohr waren durch keramische Abstandsringe voneinander isoliert, die Teile der Kolbenwandung ausmachten und gasdicht mit den Elektrodenrohren verbunden waren.

Die Anwendung des keramischen Werkstoffes bildete hier also noch eine verhältnismäßige untergeordnete Rolle und beschränkte sich auf einige der Isolation dienende Ringscheiben im Röhrenkolben, der aber in der Hauptsache aus Metall war. Das eigentliche Elektroden-system wurde von der Benutzung des keramischen Werkstoffes überhaupt nicht beeinflusst. Die jetzige amerikanische Entwicklung macht dem gegenüber den Röhrenkolben vollständig aus Keramik und bringt durch die Zuhilfenahme von keramischen Teilen eine völlig neuartige Gestaltung des Elektroden-systems. Die neue Technik ist in erster Linie für Röhren mit Stiftsockel gedacht.

Die hervorstechenden Merkmale der neuen Röhrenkonstruktion sind die ausschließliche Verwendung von keramischem Werkstoff für den Kolben und für den Sockelteller, der Ersatz der sonst die Elektroden haltenden Glimmer-scheibchen durch robuste keramische Abstands-ringe sowie der eigenartige und überraschend einfache Aufbau des Elektroden-systems. Reint äußerlich ähnelt die Keramikröhre etwas der Gestalt der Metallröhre. Auf einem flachen Keramik-teller, der den Sockel bildet und in den die Kontaktstifte eingesetzt sind, ist eine zylindrische, den Kolben ersetzende Haube aufgeschweißt.

Wichtiger ist aber die neuartige Montage des Elektroden-systems, die ganz ohne die sonst üblichen Glimmerplättchen möglich ist. Sämtliche Elektroden sind weitgehend eben ausgeführt und mit Hilfe von zwei auf dem Sockel-teller befestigten Führungsstiften in der richtigen Reihenfolge übereinander gelegt und zu einem starren System vereinigt. Die Abstände zwischen den einzelnen Elektroden werden durch zwischengelegte ringförmige Abstands-scheiben aus Keramik, deren Dicke mit größter Genauigkeit gearbeitet ist, sehr präzise und dauerhaft festgelegt. Bei der Montage des Systems werden einfach nacheinander die einzelnen Elektroden abwechselnd mit je einem Abstandsring der vorgeschriebenen Dicke auf die Führungsstifte aufgeschoben, wofür entsprechende Öffnungen oder Einschnitte in den Elektroden vorgesehen sind. Wenn die letzte Elektrode aufgesetzt ist, wird das noch überstehende Ende der Führungsstifte abgeschnitten und nietartig verbreitert, so daß das ganze System einen äußerst festen Zusammenhalt bekommt. Abb. 1 läßt recht gut die Eigenart des im Aufbau des Elektroden-systems einer Doppel-triode mit der Bezeichnung SN-1724 D erkennen (von unten nach oben: Anode, Gitter, Katode, Gitter, Anode).

Noch deutlicher geht der Aufbau des Elektroden-systems dieser Röhre aus Abb. 2 hervor,

die auch die Form der einzelnen Elektroden anschaulich zeigt. Bemerkenswert ist hier vor allem die Ausbildung des Gitters und der Katode. Die Drähte des Gitters sind in einem ebenen Rahmen aus Keramik gespannt; dadurch ist das Gitter gegen mechanische und thermische Beanspruchungen außerordentlich unempfindlich. Die indirekt geheizte Katode wird durch zwei seitlich angeschweißte Bügel sehr fest gehalten und kann — im Gegensatz zu den in Glimmerscheiben gehaltenen Kationen — auf ihrer ganzen Oberfläche bis zu den Enden mit Oxydschicht bedeckt sein.

Besonders durch den Fortfall des empfindlichen Glimmers und durch den mechanisch und fabrikatorisch so günstigen „gestapelten“ Aufbau des Elektrodensystems ist eine widerstandsfähige und kompakte Röhre entstanden, die gegen hohe Temperaturen, gegen Stoß und Erschütterungen, kurz gegen raue Behandlung, bedeutend unempfindlicher als alle bisherigen Röhren ist und doch dabei kaum Änderungen ihrer Daten erfährt. Die Herstellung kann weitgehend automatisiert und verbilligt werden, wobei die Streuungen der Röhreneigenschaften noch unterhalb der bei den üblichen Fabrikationsmethoden auftretenden Streuungen bleiben. Der Nachteil liegt in der notwendigen Umstellung des ganzen Fabrikationsbetriebes.

Fgs.

BUCHBESPRECHUNGEN

Zirkonium

Von Dr. Werner Espe. 1. Aufl. Füssen/Bayern 1954, C. F. Winter'sche Verlagshandlung. 74 S. mit 14 Abb. und 19 Taf. Preis brosch. 5,40 DM.

In der Vakuumtechnik ist Zirkonium in den letzten Jahren zu einem bevorzugten Werkstoff geworden. Es findet nicht nur Verwendung beim Bau von Senderöhren, vor allem bei hochbelasteten Kurzwellenröhren, sondern daneben in hohem Umfange als Gettermetall. Wegen der Schwierigkeiten bei der metallurgischen Darstellung ist der Preis des Metalles verhältnismäßig hoch. Bei allen Anwendungen ist deshalb größte Sparsamkeit am Platze. Die vorliegende, gut aufgemachte Broschüre bringt aus dem reichen Erfahrungsschatz eines bekannten Vakuumtechniklers wertvolle Hinweise über die Anwendung in der Hochvakuumtechnik. Der erste Teil beschäftigt sich mit der Herstellung und den Eigenschaften von Zirkonium, wobei besonders auch auf die Vorsichtsmaßregeln bei der Verarbeitung von Zirkoniumpulver eingegangen wird. Der zweite Teil behandelt die speziellen Anwendungen als Getter in Vakuumröhren. Die verschiedenen Herstellungsverfahren von Getterbelägen sind für den Hochvakuumtechniker von besonderer Bedeu-

tung. Daneben werden weitere Anwendungen des Zirkoniums in der Vakuumtechnik noch kurz gestreift. Die ausführlichen Tabellen im Anhang geben wichtige Daten und daneben praktisch erprobte „Kochrezepte“ für die Darstellung der verschiedenen Zirkoniumarten.

Für jeden in der Vakuumtechnik Tätigen wird die vorliegende kleine Broschüre von Wert sein und jederzeit gerne zur Hand genommen werden, wenn es sich um Fragen der Verwendung von Zirkonium in der Vakuumtechnik handelt. —th

Der Aufzeichnungsvorgang beim Magnettonverfahren mit Wechselstromvormagnetisierung

Von Joachim Greiner. 1. Aufl. Berlin 1954, VEB Verlag Technik. 117 S. mit 78 Abb. Preis brosch. 16,60 DM.

Bei allen Arbeiten im Entwicklungslabor ist die Klärung der einzelnen physikalischen Vorgänge bei der Schallaufzeichnung Voraussetzung. In dem vorliegenden Buch werden weitgehend die Verhältnisse beim Aufzeichnungsvorgang geklärt und zu diesem Zweck neue Theorien aufgestellt, die die bisher bekannte Remanenzkurventheorie in wesentlichen Punkten erweitern. Die Anwendungsbereiche der verschiedenen Theorien werden gegeneinander abgegrenzt. Der erste Teil befaßt sich mit theoretischen Überlegungen zum Aufzeichnungsvorgang und behandelt das Spaltfeld des Sprechkopfes, die Arbeitskennlinie der Magnettonbänder bei Verwendung von Wechselstromvormagnetisierung und die Bedeutung der Frequenz beim Aufzeichnungsvorgang. Im zweiten Teil werden experimentelle Untersuchungen gebracht, und zwar zur indirekten Bestimmung der magnetischen Feldstärke aus der Remanenz geeichter Proben. Die benutzten Meßeinrichtungen werden diskutiert und Messungen der Spaltfeldstärke besprochen. Das interessante Buch ist für alle Arbeiten auf dem Gebiet der Magnettontechnik von Bedeutung und gibt jedem Entwicklungsingenieur viele Anregungen. —th

Fortschritte der Hochfrequenztechnik, Band 3

Herausgegeben von F. Vilbig und J. Zenneck. 1. Aufl. Leipzig 1954, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig KG. 718 S. mit 506 Abb. Preis in Ganzl. 49,— DM.

Im Vorwort zum ersten Band, der Anfang 1941 erschienen ist, wurde als Aufgabe herausgestellt „über die Entwicklung des ganzen Gebietes der HF-Technik zu unterrichten“. Jetzt erscheint der erste Nachkriegsband, der dritte Band der Reihe. Es ist erfreulich, daß ein großer Teil der Bearbeiter des ersten und zweiten Bandes auch als Autoren im dritten Band

wiederzufinden sind. Dadurch wird die für ein derartiges Werk unbedingt notwendige Kontinuität sichergestellt. Durch die Ungunst der äußeren Verhältnisse war es leider nicht möglich, den allerletzten Stand der Technik darzustellen. Trotzdem bietet aber auch dieser Band, ebenso wie die beiden vorhergehenden, eine ausgezeichnete Übersicht über das Gesamtgebiet der Hochfrequenztechnik und die in den letzten Jahren erreichten Fortschritte.

Im einzelnen enthält das Werk nachfolgende Abschnitte von Grosskopf: Ausbreitungsverhältnisse in den verschiedenen Wellenbereichen; Beckmann: Störungen der Raumwellenausbreitung; Waldmeier: Sonne und Ionosphäre; Hahn: Übersee-Empfangsstationen; Fränz: Empfängerempfindlichkeit II; Kleen, Brück, Döhler, Huber: Steuerung von Elektronenströmen durch fortschreitende elektromagnetische Wellen (Lauffeldröhren); Conrad: Funkstörungen und Entstörung; Moebes: Empfängertechnik; Hollmann, Masing: Zur Theorie der Triftröhren; Güntherschulze: Stromrichter; Tüxen: Rückkopplung; Menzel: Kipp-schaltungen; Sobotka: Der gegenwärtige Entwicklungsstand des Radiofernschreibens; Lamberts: Frequenzmodulation.

Der Name der beiden Herausgeber bürgt dafür, daß sich der Inhalt des dritten Bandes dem Inhalt seiner Vorgänger würdig anschließt. Trotz der erwähnten kleinen Nachteile, wird jeder Ingenieur gerne zu diesem ausgezeichneten Werk greifen, um einen Überblick über die in den letzten Jahren erreichten Fortschritte zu gewinnen. Die einzelnen Kapitel werden in der traditionellen Weise durch Schrifttumshinweise ergänzt, so daß es jederzeit leicht möglich ist, Quellen für eingehendere Arbeiten auf den einzelnen Spezialgebieten zu finden.

—th

Elektrodynamische Meßgeräte

Von A. Palm. 1. Aufl. Karlsruhe 1954, Verlag G. Braun. 78 S. mit 84 Abb. Preis in Ganzl. geb. 12,50 DM.

Elektrodynamische Meßgeräte zählen zu den ältesten in der elektrischen Meßtechnik. Besondere Bedeutung erlangten sie zur Festlegung elektrischer Grundgrößen. In dem vorliegenden Buch, das in der Sammlung „Bücher der Meßtechnik“ erschienen ist, werden die elektrodynamischen Meßgeräte dargestellt, und zwar von den klassischen Formen angefangen bis zu den modernen Konstruktionen. Wie bei jeder Messung, so werden auch hier die Einflußgrößen auf die Meßgenauigkeit eingehend diskutiert. Bei den technischen Anwendungen sind neben dem Leistungs- und dem Strom- und Spannungsmesser auch eingehend die Quotienten-Meßwerke sowie Sonderausführungen als Registrierinstrument, Induktionselektrodynamometer usw. behandelt.

Wegen seiner klaren Darstellung ist das gut ausgestattete Werk nicht nur für den Meßtechniker, sondern auch für den technischen Nachwuchs, den Studierenden an Fach- und Hochschulen, bestens geeignet.

Filter Design Data for Communication Engineers

Von J. H. Mole. London 1952, E. & F. N. Spon Ltd. 252 S. mit 127 Abb. u. 56 Tabellen. Preis geb. 63 s.

Über die Theorie der Zobel-Filter sind in den letzten Jahren zahlreiche Werke erschienen. Das Buch von Mole ist eine ausgezeichnete Ergänzung dieser Werke und dazu bestimmt, dem Berechnungsingenieur praktisch brauchbare Formeln und Berechnungsmethoden in die Hand zu geben. Die überaus klaren und übersichtlichen Diagramme und Tabellen sind für die tägliche Arbeit die oft gesuchten, aber nicht immer gefundenen Arbeitsunterlagen. Die modernen Ergänzungen der Theorie der Zobel-Filter machen das Buch besonders aktuell, und die gegebenen Kurven ermöglichen beispielsweise die Berechnung von Bandsperrfiltern jeder gewünschten Art in wenigen Minuten.

Klare Sprache, exakte Formulierung und übersichtliche Anordnung des Textes und der Abbildungen lassen das Buch zu einem unentbehrlichen Ratgeber für jeden Nachrichtentechniker werden, der sich mit Dimensionsierungsfragen von Filtern beschäftigen muß.

—th

Soft Magnetic Materials for Telecommunications

Herausgegeben von C. E. Richards und A. C. Lynch. London 1953, Pergamon Press Ltd. 346 S. mit zahlreichen Abb. u. Tab. Preis geb. 63 s.

Die Herausgeber, Angehörige der *Post Office Engineering Research Station*, haben die auf einer nur einem kleinen Kreis zugänglichen Londoner Tagung gehaltenen Vorträge in dem vorliegenden Buch zusammengefaßt und damit allen Interessenten nahegebracht. In 35 Vorträgen bekannter Fachleute aus verschiedenen Ländern wird über den neuesten Stand der Theorie und Technik der weichmagnetischen Werkstoffe für die Nachrichtentechnik berichtet. Entsprechend ihrer Bedeutung stehen bei den Werkstoffen im Vordergrund der Betrachtungen Pulverkerne aus den verschiedensten Legierungen, Kerne aus Ferriten und hochpermeablen Legierungen und Kerne mit rechteckiger Hystereseschleife. Daneben wird über neue Meßverfahren berichtet und über den Einfluß von heterogenen Verunreinigungen auf die Anfangspermeabilität von Nickel-Eisenlegierungen.

Der Inhalt der Vorträge wird durch interessante Diskussionsbeiträge erweitert und ist für jeden Techniker und Praktiker, der sich für die Entwicklung oder Anwendung weichmagnetischer Werkstoffe näher interessiert, eine wertvolle Unterstützung seiner Arbeit.

-th

Modulators and Frequency-Changers

Von D. G. Tucke r. London 1953, Mcdonald & Co. 232 S. mit 115 Abb. Preis in Ganzl. geb. 28 s.

Für den Ingenieur, der sich mit den Fragen der Modulation zu beschäftigen hat, ist insbesondere das vorliegende Werk gedacht. Es befaßt sich ausschließlich mit der Amplitudenmodulation und ist kein hauptsächlich für den Mathematiker geschriebenes Buch über Modulationstheorien, sondern benutzt die mathematischen Hilfsmittel, die zum Allgemeingut des Ingenieurs gehören. Die technischen Ausführungen sind durchaus auf die Praxis abgestimmt, denn es werden nicht idealisierte Schaltungen mit verlustfreien Elementen benutzt, sondern so weit wie möglich alle Betrachtungen auf die Elemente der Praxis, in erster Linie Röhren und Gleichrichter, bezogen und so diskutiert, daß die theoretischen Ergebnisse den praktischen Verhältnissen sehr nahe kommen. Unter Verzicht auf Modulatoren für sehr hohe Senderleistungen und bei Beschränkung auf Frequenzbereiche bis etwa 5 oder 10 MHz sind in sehr ausführlicher Form alle in diesem Bereich liegenden Fragen besprochen. Bei den Grundlagen der Amplitudenmodulation wird auch dem in Deutschland oft diskutierten Synchrodyndemodulator Raum gewidmet. Von den allgemeinen Modulationsschaltungen werden u. a. behandelt die Modulatoren mit Gleichrichter, mit Mehrelektrodenröhren und Modulatoren mit nichtlinearen Schaltelementen. Die Charakteristiken der Modulationselemente sind eingehend diskutiert. Den Praktiker interessieren besonders die Kapitel 5 und 6 über den Einfluß der Charakteristik der Modulatorelemente auf die Modulatoreigenschaften und über die Anwendung von Gegenkopplungen bei Modulatoren, daneben aber auch die Erläuterung der nichtlinearen Verzerrungen in Modulatoren und Frequenzumsetzern.

—th

Berichtigung

zu Hübner: Ein neues Bauelement für das Mikrowellengebiet. FUNK UND TON Bd. 8 [1954] H. 9, S. 490 ... 498.

In der Formel für den Wellenwiderstand (S. 492) muß der Zähler (z) richtig heißen: $h/b \cdot (\mu/\epsilon)^{1/2}$. In der nachfolgenden Zahlenwertgleichung ist der Zähler dementsprechend in: $0,7/2,5 \cdot (235)$ abzuändern.

53



DER TONTRÄGER FÜR MAGNETISCHE SCHALLAUFEICHNUNG

GENOTON TYPE ZS

Das Magnettonband für niedrige Bandgeschwindigkeiten 19 und 9,5 cm/sec

GENOTON TYPE EN

Das Magnettonband für hohe Bandgeschwindigkeiten 76 und 38 cm/sec

Wir übersenden Ihnen auf Anforderung gern unseren Spez.-Prospekt G9



ANORGANA G-M-B-H · GENDORF/OBB



**Koaxiale
geschirmte HF-Leitungen**

**Symmetrisch
geschirmte HF-Leitungen**

**Symmetrisch
ungeschirmte HF-Leitungen**

**Kapazitäts-
und dämpfungsarme
Spezialleitungen für Ton-
und Fernsehempfang**

*Verlangen Sie bitte
Sonderangebote!*



LEONISCHE DRAHTWERKE A.G.
NÜRNBERG